

Messung von Elektronenstoßraten in einem Wasserstoffplasma durch laserinduzierte Resonanzfluoreszenz

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Friedrich Pinnekamp
Plettenberg

Bochum 1976

Messung von Elektronenstoßraten in einem Wasserstoffplasma durch laserinduzierte Resonanzfluoreszenz

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Friedrich Pinnekamp
Plettenberg

Bochum 1976



Dissertation eingereicht am : 18.5.1976
Tag der mündlichen Prüfung : 2.7.1976
Referent : Prof.Dr.H.Schlüter
Korreferent : Prof.Dr.H.-J.Kunze

Inhaltsangabe

A	Einleitung	1
B	Überblick über die Methoden zur Bestimmung von Ratenkoeffizienten	2
C	Diskussion der Lasermethoden	7
C1	Das Differentialgleichungssystem	7
C2	Zeitintegrierendes Verfahren	13
C3	Lebensdauermethoden	15
D	Experimenteller Aufbau	19
D1	Die Hochfrequenzentladung	19
D2	Laseraufbau	22
E	Messung und Auswertung	34
E1	Zeitaufgelöste Messungen	34
E2	Zeitintegrierendes Verfahren	41
F	Überblick über theoretische Modelle	52
G	Vergleich der Messungen mit der Theorie	57
H	Zusammenfassung	63
I	Literaturverzeichnis	65



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546609_0027

A Einleitung

Die Untersuchung der elektromagnetischen Strahlung von Plasmen gehört zu den wichtigsten diagnostischen Methoden in der Plasma- und Astrophysik.

Speziell bei astrophysikalischen Fragestellungen kann das Studium stellarer und interstellarer Plasmen nur aus dieser Informationsquelle betrieben werden.

Die Strahlung angeregter Atome, die sich im Plasma befinden, ist dabei von besonderem Interesse. Diese Atome können als nahezu ideale Sonden für die Vorgänge innerhalb des sie umgebenden Plasmas angesehen werden, und sowohl die spektrale Verteilung als auch die Intensität ihrer Strahlung enthält - zumindest im Prinzip - alle Informationen über das beobachtete System.

Aus diesem Grunde ist die Untersuchung von Prozessen, die das Spektrum der atomaren Strahlung beeinflussen, von fundamentaler Bedeutung für die Diagnostik von Plasmen.

Eine große Zahl dieser Prozesse tritt bei der Wechselwirkung der Atome mit den freien Elektronen des ionisierten Gases auf.

Hierbei kommt es sowohl zu einer Modifizierung des Profils einzelner Spektrallinien als auch zu einer Veränderung der Besetzungsdichten in den angeregten Zuständen der Atome und damit zu einer bestimmten Intensitätsverteilung der Strahlung auf das gesamte Spektrum.

In Plasmen, die sich im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, ist diese Intensitätsverteilung lediglich eine Funktion der Temperatur des Systems und unabhängig von der Stärke der Wechselwirkung der Elektron-Atom Stöße.

Sobald aber Abweichungen von diesem Gleichgewicht auftreten - und das ist praktisch immer der Fall - spielt die Größe der Wechselwirkung, charakterisiert durch eine Elektronenstoßrate, eine entscheidende Rolle, wie es z.B. von KALKOFEN /1/ 1966 gezeigt wurde.

Aus diesem Grunde sind zahlreiche theoretische Untersuchungen zur Beschreibung von Elektronenstoßraten in den letzten Jahren durchgeführt worden; sie stützen sich auf direkte experimentelle Ergebnisse für einige wenige Wirkungsquerschnitte bei Stoßprozessen, in denen der Grundzustand der Atome beteiligt ist.

Die Stoßprozesse, durch die angeregte Zustände der Atome miteinander gekoppelt sind, wurden bisher nur indirekt experimentell untersucht.

Ziel dieser Arbeit war es, durch den Einsatz durchstimmbarer Laser im sichtbaren und infraroten Spektralbereich gerade diese experimentell sonst nicht zugänglichen Elektronenstoßraten auf direktere Weise zu messen.

B Überblick über die Methoden zur Bestimmung von Ratenkoeffizienten

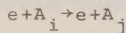
Die Rate pro Atom, mit der Übergänge von einem Zustand i des Atoms zu einem Zustand j durch die Wechselwirkung mit anderen Teilchen eines Gases oder Plasmas induziert werden, ist durch

$$(1) \quad C_{ji} = N_t \int_0^{\infty} dv f(v) v \sigma_{ji}(v)$$

gegeben. N_t ist die Dichte der Stoßpartner und $f(v)$ die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion, die durch $\int_0^{\infty} f(v) dv = 1$ normiert ist.

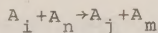
σ_{ji} beschreibt den Wirkungsquerschnitt für einen Übergang vom Zustand i zum Zustand j .

In einem Plasma werden inelastische ($i \rightarrow j$, $i < j$) und superelastische Übergänge ($j \rightarrow i$, $i < j$) in den praktisch interessierenden Fällen durch die Elektronen des Plasmas über den Stoßprozeß



induziert. $A_{i,j}$ = Atom im Zustand i, j .

Nur wenn der Ionisationsgrad kleiner als etwa 10^{-5} ist, erlangen Prozesse der Art



quantitative Bedeutung /2/.

Aus diesem Grunde ist eine Untersuchung der Elektronenstoßraten von großer Bedeutung und sowohl theoretisch als auch experimentell intensiv durchgeführt worden.

Dieser Abschnitt soll einen Überblick über die Methoden geben, mit denen Stoßraten bestimmt werden können und wurden; die theoretischen Untersuchungen werden im Abschnitt F beschrieben.

Die Gleichung (1) zeigt, daß der Ratenkoeffizient C_{ij} sowohl vom Wirkungsquerschnitt σ_{ij} des betrachteten Übergangs als auch von der speziellen Form der Verteilungsfunktion $f(v)$ abhängt, die nicht immer eine Gleichgewichtsverteilung sein muß.

Eine Gruppe von Experimenten dient deshalb der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes σ_{ij} in Abhängigkeit von der Energie der stoßenden Elektronen. Als Beispiel sei hier die Untersuchung von FITE und BRACKMANN /3/ angegeben. Eine Übersicht über weitere ähnliche Experimente findet sich in /4/.

Zur Messung des Wirkungsquerschnittes wird ein möglichst monoenergetischer Elektronenstrahl in ein Targetgas geschossen und bei Variation der Elektronenenergie die Emission von entsprechenden Photonen registriert. Wegen der experimentellen Schwierigkeiten ist diese Methode praktisch nur zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten der Art σ_{1j} verwendbar, da die angeregten

C Diskussion der Lasermethoden

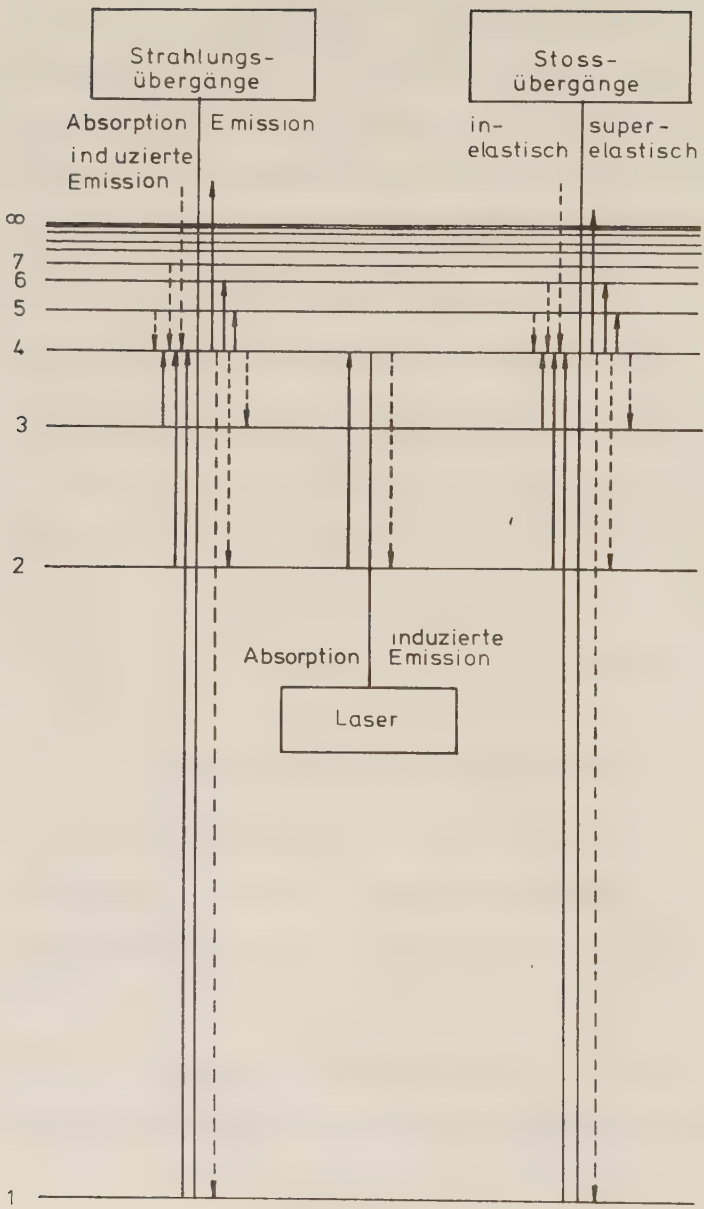
Mit der Entwicklung durchstimmbarer Laser ergibt sich über die von MEASURES /9/ 1968 vorgeschlagene Methode der "selective excitation spectroscopy" eine neue Möglichkeit zur Untersuchung von Elektronenstoßquerschnitten.

1971 beobachteten BURRELL und KUNZE /10/ den Effekt der Resonanzstreuung von Dylaser-Strahlung an angeregten Heliumatomen und konnten außerdem nachweisen, daß bei diesem Verfahren durch strahlungslose Elektronenstoß-induzierte Übergänge die Nachbarniveaus des direkt gepumpten Zustandes merklich beeinflußt wurden. Neben dem offensichtlichen Vorteil lokaler Messung haben die Lasermethoden auch weitere Vorzüge gegenüber den in B skizzierten Möglichkeiten, die im Folgenden beschrieben werden.

C 1 Das Differentialgleichungssystem

Für die Besetzungsdichten angeregter atomarer Zustände in einem Plasma ist eine Vielzahl von Prozessen von Bedeutung, die in Abb. 1 an einem Termschema des Wasserstoffs angegeben sind. Hier wird als Beispiel der Zustand $j=4$ zur Verdeutlichung der Be- und Entvölkerungsprozesse herausgegriffen.

Für die Dichtebilanz eines Zustandes mit der Hauptquantenzahl j ergibt sich damit ohne Lasereinstrahlung die folgende Differentialgleichung



$$\begin{aligned}
 (2)^* \quad \frac{dN_j}{dt} = & - \left[\sum_{i < j} (A_{ij} + S_{ij} n_e) + \sum_{i < j} (u_v(i, j) B_{ij} + S_{ij}^* n_e) \right. \\
 & \left. + P_{j\infty} \right] N_j \\
 & + \left\{ \sum_{i > j} (A_{ji} + S_{ji}^* n_e) N_i + \sum_{i < j} (u_v(i, j) B_{ji} + S_{ji} n_e) N_i \right. \\
 & \left. + R_j \right\}
 \end{aligned}$$

Hier bedeuten A_{ij}, B_{ij} die Einsteinschen Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Emission bzw. Absorption von Strahlung mit $u_v(i, j)$ als spektrale Energiedichte des Strahlungsfeldes im Plasma bei der Frequenz

$\nu = |E_i - E_j| / h$; $S_{ij} n_e, S_{ij}^* n_e$ bezeichnen die Übergangswahrscheinlichkeit für inelastische bzw. superelastische Stoßprozesse.

$P_{j\infty}$ enthält alle Prozesse, die vom Zustand j des Atoms in den ungebundenen Zustand des Kontinuums führen;

R_j repräsentiert alle Rekombinationsvorgänge in den Zustand j hinein.

Die in der eckigen Klammer angegebenen Prozesse führen zu einer Entvölkerung des Niveaus j , während die in $\{ \}$ aufgeführten Raten zu einer Bevölkerung des Zustandes führen.

Im Gleichgewicht gilt $\frac{dN_j}{dt} = 0$, und die Besetzungsdichte des Zustandes j wird

$$(3)^* \quad N_j = \frac{\sum_{i > j} (A_{ji} + S_{ji}^* n_e) N_i + \sum_{i < j} (u_v(i, j) B_{ji} + S_{ji} n_e) N_i + R_j}{\sum_{i < j} (A_{ij} + S_{ij} n_e) + \sum_{i > j} (u_v(i, j) B_{ij} + S_{ij}^* n_e) + P_{j\infty}}$$

* In Formel (2) und (3) ist die induzierte Emission nicht mitaufgeführt.

Im thermodynamischen Gleichgewicht reduziert sich die Gleichung (3) auf die Beziehung

$$(4) \quad N_j = \frac{g_j N_0}{Z(T)} e^{-E_j/kT}$$

wobei $Z(T) = \sum_{i=1}^{\infty} g_i e^{-E_i/kT}$ die Zustandssumme des Atoms bedeutet. In dieser Näherung des thermodynamischen Gleichgewichtes hängt die Besetzungsdichte nicht mehr von dem Absolutwert der einzelnen Stoßraten ab.

Bei Abweichungen von diesem idealisierten Gleichgewicht ist allerdings die Größe der Stoßraten für die Besetzung eines Zustandes von entscheidender Bedeutung.

In der hier untersuchten Entladung können entsprechend dem vorliegenden modifizierten Koronagleichgewicht /11/ einige Koeffizienten des Gleichungssystems (2) vernachlässigt werden: wegen des geringen internen Strahlungsfeldes sind die Terme $u_{\nu} B_{ij}$ für fast alle i und j sehr klein. Nur die unteren Lyman-Linien des Wasserstoffs zeigen merkliche optische Dicke durch die hohe Besetzungsdichte des Grundzustandes $j=1$, so daß für diese Linien der Beitrag $u_{\nu} B_{j1} N_1$ zu berücksichtigen ist. Dieser Einfluß der Reabsorption von Linienstrahlung kann durch eine effektive Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission beschrieben werden /12/ und

äußert sich in der Differentialgleichung als

$$g_{ij} A_{ij}.$$

Mit diesen Vereinfachungen lautet die Bilanzgleichung für das Niveau j

$$(5) \quad \frac{dN_j}{dt} = - \left[\sum_{i < j} g_{ij} A_{ij} + C_j \right] N_j + \left\{ \sum_{i < j} (g_{ji} A_{ji} + C_{ji}) N_i \right\}$$

wobei C_j die Summe aller stoßinduzierten Übergänge mit dem Ausgangsniveau j darstellt und C_{ji} sämtliche Stoßwechselwirkungen mit dem Endniveau j beschreibt; die Summation erstreckt sich bis in die ungebundenen Zustände des Kontinuums.

Bei Lasereinschuß werden nun gezielt die Be- und Entvölkerungsprozesse für zwei diskrete Zustände j und i durch Laserabsorption $u_{vB_{ij}}^L$ und induzierte Emission $u_{vB_{ji}}^L$ modifiziert. Außerdem kommt es im Prinzip zu einer Photoionisation aus angeregten Zuständen heraus, deren Energiedifferenz zur Seriegrenze kleiner ist als die Energie $h\nu_L$ der Laserstrahlung.

Eine einfache Abschätzung zeigt jedoch, daß in den hier untersuchten Fällen der Anteil der Photoionisation gegenüber der Absorption innerhalb einer Spektrallinie zu vernachlässigen ist.

Dazu betrachten wir einerseits den Wirkungsquerschnitt der Absorption für kontinuierlich gebundene Übergänge/13/

$$(6) \quad \sigma_{\infty j} = \frac{64\pi^4}{3\sqrt{3}} \frac{m \cdot e^{10}}{ch^6} \frac{z^4}{j^5} \frac{1}{v_L^3} \quad \text{cm}^2$$

mit der Nebenbedingung, daß $h\nu_L \geq E_H/j^2$ sein muß,
und andererseits den Absorptionswirkungsquer-
schnitt einer dopplerverbreiterten Spektrallinie /14/
(induzierte Emission sei vernachlässigt)

$$(7) \quad \sigma_{ij} = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{c^2 A_{ij} g_i}{v^2 \Delta v_D g_j} \quad \text{cm}^2$$

Damit ergibt sich näherungsweise

$$(8) \quad \frac{\sigma_{\infty j}}{\sigma_{ij}} \approx \frac{2.25 \cdot 10^{-9}}{f_{ij}} \sqrt{\frac{T}{\lambda_{ij}}}$$

Die folgende Tabelle zeigt das Verhältnis für
die in diesem Experiment untersuchten Übergänge
($T \approx 2000 \text{ K}$)

λ/nm	656.2	486.1	1094.1	1005.2
$\frac{\sigma_{\infty j}}{\sigma_{ij}}$	$1.94 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$3.6 \cdot 10^{-4}$
Linie	H $_{\alpha}$	H $_{\beta}$	P $_6$	P $_7$

Man sieht, daß die Beeinflussung der Zustände
j und i bei Lasereinschuß der dominierende Effekt
ist. Eine merkliche Veränderung des Plasmas bei

den benutzten Laserleistungen ist nicht zu erwarten, wie auch detailliertere Rechnungen von DRAWIN /15/ zeigen.

Durch den Einfluß von Elektronenstößen ergibt sich bei Lasereinschuß allerdings eine Veränderung der Besetzungsdichten in den Nachbarzuständen der gepumpten Niveaus.

Diese Be- bzw. Entvölkerung hängt natürlich einerseits von der Elektronenstoßrate selbst und andererseits von der Zeitdauer der Laserstrahlung ab.

Für zwei extreme Fälle, nämlich

1. die Strahlungsdauer des Lasers ist sehr lang gegenüber allen relevanten Zeiten des gepumpten Systems und
 2. die Strahlungsdauer des Lasers ist sehr kurz gegenüber den Relaxationszeiten des Systems
- lassen sich einfache Modellvorstellungen entwickeln, die im folgenden beschrieben werden.

C2 Zeitintegrierende Verfahren

Ist die Zeitdauer des Laserpulses lang gegen die Relaxationszeiten τ_R des gepumpten Systems, so stellt sich nach einer Zeit $t > \tau_R$ ein neuer Gleichgewichtszustand ein, in dem die mit der Lasereinstrahlung verbundenen Prozesse ein fester Bestandteil in der Bilanz der Zustände werden.

Betrachten wir die Differentialgleichung für die Besetzungsdichte N_i des Zustandes mit der Hauptquantenzahl i

$$(9) \quad \frac{dN_i}{dt} = -V_i N_i + \sum_{j=m^0}^{n^0} S_{ij} N_j + C_i^{n^0, m^0}$$

V_i ist der Gesamtverlustratenkoeffizient für die Entvölkerung des Zustandes i sowohl durch Stoß- als auch durch Strahlungsprozesse. S_{ij} sind die Ratenkoeffizienten für die Prozesse, die zu einer Kopplung der Zustände i und j führen. Die Summation über die Zustände j erstreckt sich hier von m^0 bis zu einem Wert n^0 , deren Größen zunächst noch offen bleiben sollen. Alle Prozesse, die zu einer Bevölkерung des Zustandes i aus Zuständen $j < m^0$ und $j > n^0$ führen, sind zu einer von der Besetzungsdichte unabhängigen Konstanten $C_i^{n^0, m^0}$ zusammengefaßt. Diese Konstante enthält auch die Prozesse, in denen eine Ankopplung an das Kontinuum beschrieben wird. Gleichung (9) gibt mit $dN_i/dt = 0$ das Gleichgewicht ohne Lasereinstrahlung wieder.

Bei Lasereinstrahlung erhält man als Differentialgleichung für den Zustand i wiederum (9), diesmal aber mit anderen Besetzungsdichten N_i^* . Der Laser soll die Zustände l und k direkt beeinflussen. Durch Subtraktion der beiden Gleichungen für den gestörten und ungestörten Fall erhält man nach einigen Umformungen mit $N_i - N_i^* = \Delta N_i$ die Beziehung

$$(10) \quad \frac{\Delta N_i}{\Delta N_k} = \frac{S_{ik}}{V_i} \left[1 + \frac{S_{il}}{S_{ik}} \frac{\Delta N_l}{\Delta N_k} \left(1 + \frac{1}{\sum_{j=m^0}^{n^0} S_{il}} \frac{S_{ij}}{S_{il}} \frac{\Delta N_j}{\Delta N_l} + \sum_{j=i+1}^{n^0} \frac{S_{ji}}{S_{il}} \frac{i^2}{j^2} e^{\frac{\Delta E_{ij}}{kT} \frac{N_j}{N_l}} \right) \right]$$

oder mit entsprechenden Abkürzungen

$$(11) \quad \frac{\Delta N_i}{\Delta N_k} = \frac{S_{ik}}{V_i} \left[1 + A(i, l, m^{\circ}) + B(i, l, n^{\circ}, T) \right]$$

Die Größen $A(i, l, m^{\circ})$ und $B(i, l, n^{\circ}, T)$ nehmen je nach Parametersatz unterschiedliche Werte an. Wegen der zunehmenden Kopplung der höher angeregten Zustände durch Elektronenstöße tragen die Terme A und B bei großem i stärker bei als bei kleineren Hauptquantenzahlen. Falls jedoch der Ausdruck in der eckigen Klammer praktisch eins ist, liefert die Messung der Besetzungszahldifferenz sofort das Verzweungsverhältnis eines Zustandes i. Dieser Fall ist gleichbedeutend mit der Annahme eines durch den Laser nicht beeinflussten Reservoirs, das alle Zustände außer den betrachteten umfaßt.

C3 Lebensdauermethoden

Ist die Zeitdauer des Laserpulses Δt_L kleiner als die Relaxationszeiten τ_R des gepumpten Systems, so führt die Lasereinstrahlung zunächst zu einer veränderten Besetzungsdichte in den direkt gepumpten Niveaus l und k ($l < k$). Die Nachbarzustände j werden erst nach einer Zeit $t_j = 1/S_{jk}$ bzw. $1/S_{jl}$ merklich beeinflusst, wobei $S_{jk(l)}$ wieder die Ratenkoeffizienten für die Übergänge vom Zustand k(l) in den jeweiligen Zustand j sind.

Für $t > \Delta t_L$, nach Ende des Laserpulses, geht das System wieder in den ungestörten Zustand über, wobei die Zeitdauer τ_R dieser Relaxation von den Plasmamparametern abhängt.

In Abb. 2 ist die Lebensdauer der angeregten Zustände der Wasserstoffatome in dem hier untersuchten Plasma dargestellt.

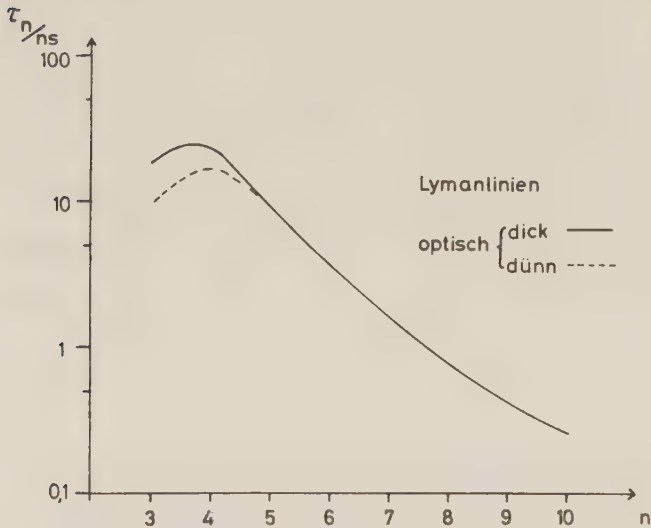


Abb. 2 Lebensdauer angeregter Zustände in einem Wasserstoffplasma mit einer Elektronendichte $N_e = 1.75 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von 1750 K.

Die Lebensdauer der Zustände $\tau_R(j) = 1 / \sum_i (A_{ij} + S_{ij})$

ist für S_{ji} -Werte nach JOHNSON /16/ berechnet. (siehe dazu Teil G). Das Bild zeigt, daß die Forderung

$\Delta t_L \ll \tau_R(j)$ nur mit Lasern sehr kleiner Pulsbreite

($\Delta t_L \approx 100 \text{ ps} - 1 \text{ ps}$) erfüllt werden kann. Damit während der Strahldauer Δt_L eine genügend große Überbesetzung des oberen gepumpten Zustandes erreicht wird, muß außerdem noch die Beziehung $\Delta t_L \approx 1/u_\nu B_{ij}$ erfüllt sein. u_ν ist die Energiedichte im Strahlungsfeld des Lasers und $u_\nu B_{ij}$ die Absorptionsübergangswahrscheinlichkeit für den Übergang von i nach j .

Diese Bedingung führt zu einer abgeschätzten minimalen Laserleistungsdichte von

$$L_{\min} \approx 5.2 \cdot 10^{-17} \frac{(j^2 - 4)^4}{j^5} \frac{1}{\Delta t_L^2} \frac{W}{\text{cm}^2}$$

für die Übergänge der Balmerreihe ($i=2$ nach $i=j$).

Für den Zustand mit der Hauptquantenzahl $j=7$ z.B. benötigt man nach dieser Abschätzung einen Laser mit einer Pulsbreite von $\approx 16 \text{ ps}$ bei einer Leistungsdichte von mind. 50 MW/cm^2 , was in dem Spektralbereich um 397 nm nur schwer zu realisieren ist. Abgesehen davon ist es aber auch aus meßtechnischen Gründen sehr schwierig, daß zeitliche Verhalten eines gepumpten Zustandes zu untersuchen, der in Zeiten kleiner als $0,5 \text{ ns}$ zerfällt.

Hier machen sich bereits zeitliche Schwankungen im elektronischen Nachweissystem derart bemerkbar, daß eine Messung des zeitlichen Verhaltens des angeregten Zustandes praktisch unmöglich wird.

Abb. 2 zeigt, daß für die Zustände $j = 3$ und $j = 4$ die Bedingungen für die direkte Messung von

Lebensdauern der Zustände relativ günstig sind.

Diese beiden Niveaus wurden deshalb experimentell untersucht.

Die Forderung $\Delta t_L \ll \tau_R$ konnte in dem hier durchgeführten Experiment allerdings nur schwach erfüllt werden, da der verwendete Farbstofflaserimpuls (siehe Teil D) eine Dauer von 2.5 ns hat und damit $\Delta t_L \approx 0.1 \tau_R$ ist.

Da die modellmäßige Beschreibung des zeitlichen Verhaltens des gepumpten Systems durch die Annahme eines δ -förmigen Laserpulses hier zu ungenau ist, wird es notwendig, die Differentialgleichungen für die Zustände i und j , die direkt durch die Laserstrahlung beeinflusst werden, zu lösen.

$$(12) \quad \frac{dN_i}{dt} = -(V_i + u_V B_{ji}) N_i + u_V B_{ij} N_j + C_i$$

$$\frac{dN_j}{dt} = -(V_j + u_V B_{ij}) N_j + u_V B_{ji} N_i + C_j$$

$$u_V = u_V(t) ; i > j$$

für $t_0 \gg \Delta t_L$ ist $u_V(t_0) \approx 0$ und $N_i(t) = N_i(t_0) e^{-V_i t}$ beschreibt den Verlauf der Besetzungsdichte des gepumpten Niveaus.

Das Differentialgleichungssystem (12) gibt wegen des angenommenen Reservoirs C_i, C_j die tatsächlichen Verhältnisse nur näherungsweise wieder. Für die Zustände $j = 3$ und $j = 4$ ist diese Näherung jedoch sehr gut, wie es später noch näher begründet wird.

Bevor nun die hier durchgeführten Messungen im Detail beschrieben werden, erfolgt zunächst eine Erläuterung des experimentellen Aufbaus.

D Experimenteller Aufbau

Die Abb. 3 gibt eine Übersicht über den gesamten experimentellen Aufbau, wie er für die Laserfluoreszenzuntersuchungen eingesetzt wurde. Bei den Experimenten zur direkten Messung von Lebensdauern wurden nur der Stickstoff- und Farbstofflaser benötigt, bei Pumpexperimenten in höhere Wasserstoffniveaus kam zusätzlich der Optische Parametrische Oszillator zum Einsatz. Der Aufbau unterteilt sich in drei Bereiche: die Hochfrequenzentladung, die Gruppe der Laser und die Nachweiselektronik.

Dieser Abschnitt beschreibt die Entladung und die verwendeten Laser; der elektronische Aufbau zur Messung der Fluoreszenzsignale ist für verschiedene Experimente unterschiedlich und wird im nächsten Abschnitt zusammen mit den jeweiligen Untersuchungen beschrieben.

D 1 Die Hochfrequenzentladung

Der experimentelle Aufbau der Hochfrequenzentladung entspricht dem von SCHLÜTER /17/ und weicht nur in einigen Details davon ab. Der Vollständigkeit halber soll deshalb hier eine kurze Beschreibung folgen.

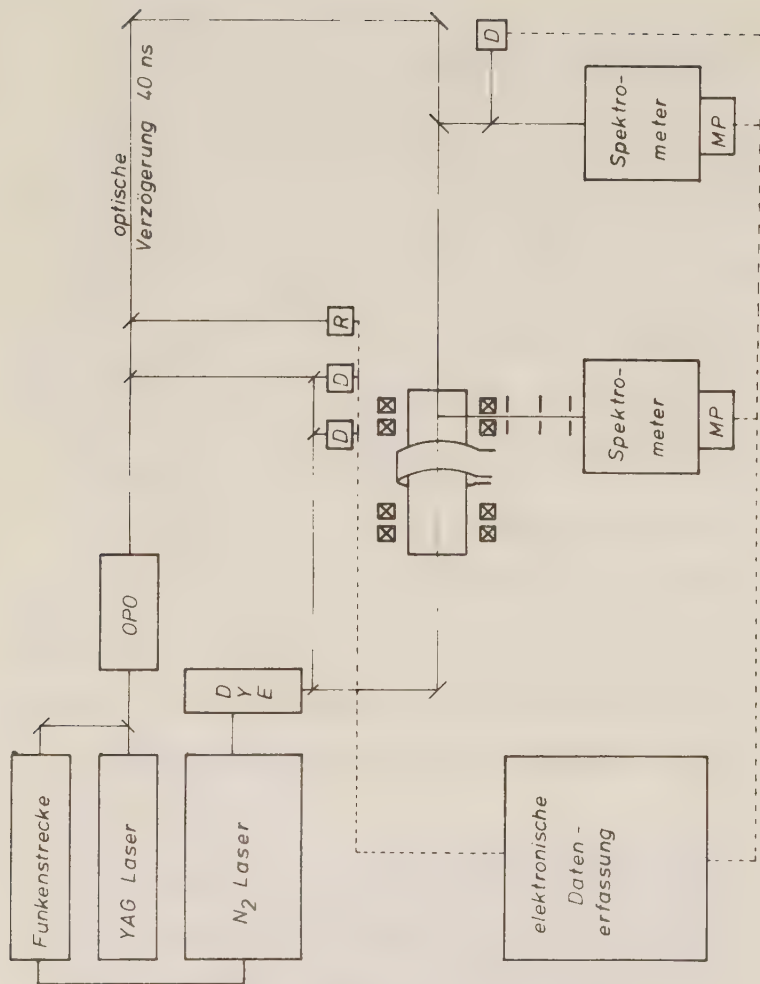


Abb. 3 Experimenteller Gesamtaufbau

Das Plasma wird durch einen Hochfrequenzsender (27 MHz) in einem wassergekühlten Quarzgefäß erzeugt. Ein leicht asymmetrisches axiales flaschenförmiges Magnetfeld mit einem Spiegelverhältnis von etwa 1 : 3 dient dazu, am Ort des stärksten Magnetfeldes ein Plasmoid zu erzeugen, das sich in charakteristischen Eigenschaften stark und scharf begrenzt von dem umgebenen Plasma unterscheidet. Abb. 4 zeigt den Aufbau des Entladungsrohres mit Magnetfeldspulen, Hochfrequenzeinkoppelspule und Druckregelung. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in /18/ und /19/.

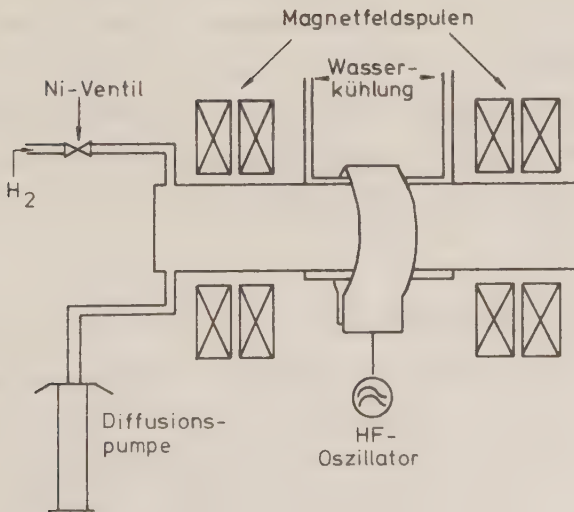


Abb. 4 Experimentelle Anordnung der HF-Entladung

D 2 Der Laseraufbau

Die Gruppe der Laser besteht aus vier verschiedenen Typen: einem Stickstofflaser, der als Pumplichtquelle für einen Farbstofflaser dient, und einem Nd:Yag Laser, der zum Pumpen eines Optischen Parametrischen Oszillators (OPO) verwendet wird. Beide Systeme werden zeitlich durch eine laserge-triggerter Funkenstrecke koordiniert.

D 2.1 Der Stickstofflaser

Der Stickstofflaser (Λ -Physik Mod. 1 M 50 A) arbeitet nach dem Prinzip einer induktionsarmen Querentladung von Plattenkondensatoren spezieller Geometrie, die eine Wanderwellenentladung im Stickstofffüllgas und damit eine optimale Lasertätigkeit ermöglichen /20/. Der zeitliche Verlauf des Laserpulses ist in Abb. 5 dargestellt. Diese Registrierung wurde bei 10 Hz Repetitionsfrequenz mit einem Sampling Oszillographen (Tektronix 564 B) durchgeführt. Zur Absoluteichung der Laserleistung wurde ein kalibriertes Kalorimeter (ITL, Typ 136) benutzt.

D 2.2 Der Farbstofflaser

Der Aufbau des Farbstofflasers, der transversal von dem Stickstofflaser gepumpt wird, ist in Abb. 6 dargestellt. Zur Fokussierung des N_2 -Laserstrahls in die Farbstoffzelle werden ein UV-Kondensor und eine Quarz-Zylinderlinse benutzt. Die Farbstoffzelle selbst wurde

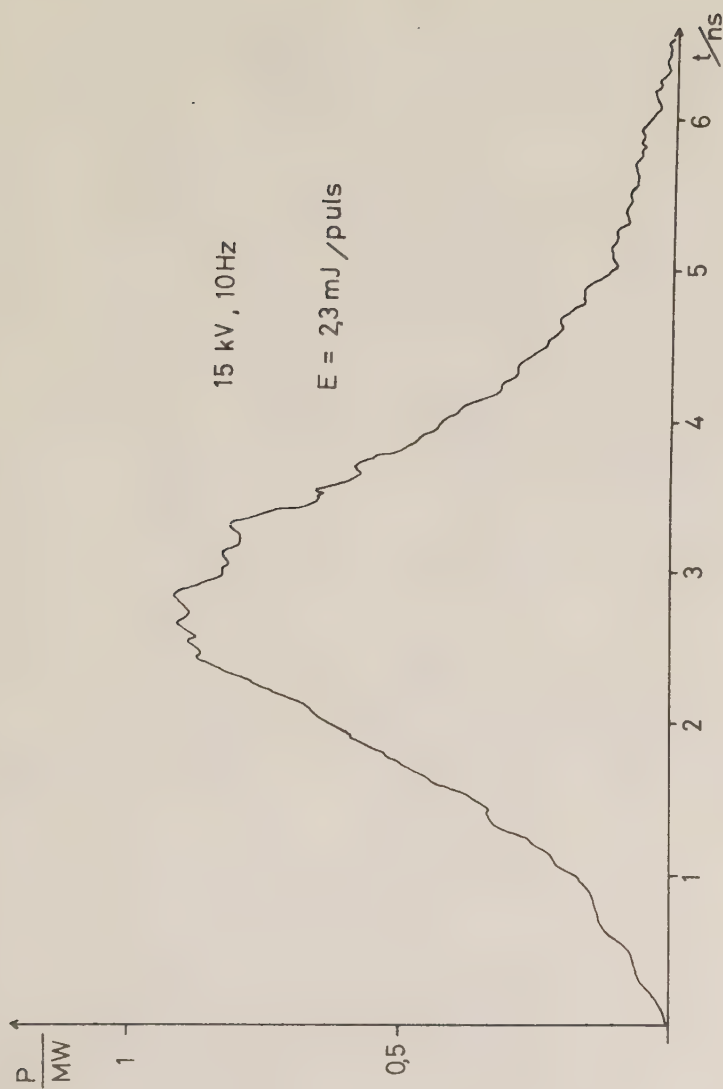


Abb. 5 Zeitlicher Verlauf der N₂-Laser Stahlung

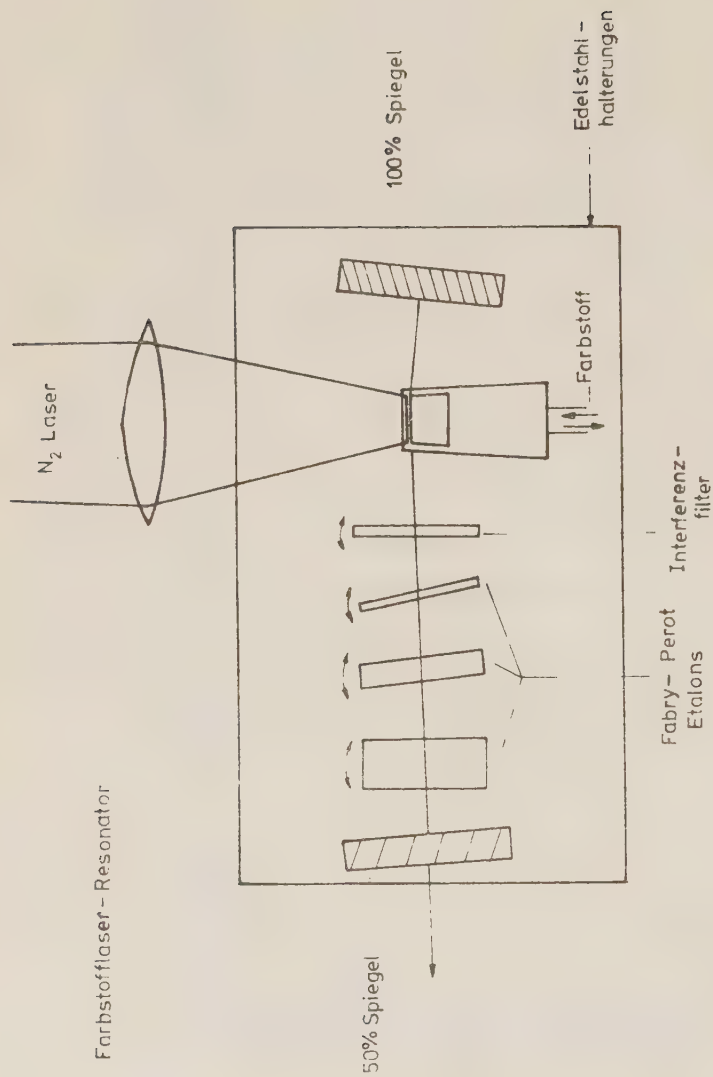


Abb. 6 Aufbau des Farbstofflaser - Resonators

in verschiedener Weise ausgeführt. Zunächst wurde die Zelle so konstruiert, daß der im geschlossenen Kreislauf umgepumpte und mit einem Mikrofilter gesäuberte Farbstoff in der Pumpzone eine möglichst hohe laminare Strömungsgeschwindigkeit hat. Dadurch sollte verhindert werden, daß wegen lokaler Erwärmung des Lösungsmittels durch Schlierenbildung die optische Qualität des Resonators so stark absinkt, daß keine Lasertätigkeit einsetzt. Aus technischen Gründen mußte bei dieser Zellenkonstruktion jedoch eine ungepumpte Zone an den Seitenfenstern in Kauf genommen werden, die stärker als eine eventuelle Schlierenbildung die Lasertätigkeit beeinflußt. Wegen der kurzen Pulsdauer von etwa 3 ns spielt die lokale Erwärmung aber ohnehin nur eine untergeordnete Rolle, so daß hier eine Zelle ohne Strömungsprofil verwendet werden kann.

Um Reflexionen und damit verbundene Lasertätigkeit innerhalb der Quarzkuvette zu verhindern, wurde die Kuvette um etwa 20 Grad gegen die Farbstoffresonatorachse geneigt.

Wegen der kurzen Pulsdauer muß der Resonator des Farbstofflasers möglichst kurz ausgebildet sein, damit sich besonders bei Benutzung frequenzselektierender Elemente im Resonator noch eine genügende Laserwirkung einstellt. Aus diesem Grunde wurde die spektrale Einengung nicht nach dem Verfahren von HÄNSCH/21/ mit einer dann notwendigen

Resonatorlänge von etwa 40 cm vorgenommen, sondern durch gleichzeitige Verwendung von Filtern und Etalons erreicht. /22/.

Das vorselektrierende Filter hat typischerweise eine Transmission von etwa 95 % und eine Bandbreite von 3 nm.

Durch Drehung des Filters gegenüber der optischen Achse kann die Wellenlänge maximaler Transmission verschoben werden. Die weiterhin eingebauten Fabry-Perot Quarzetalons erzwingen eine schmalbandige durchstimbare Lasertätigkeit. Der Effekt der spektralen Einengung ist in Abb. 7 verdeutlicht.

Der Farbstoff für die Wellenlänge 656.2 nm (Balmerlinie H_{α}) besteht aus einem Gemisch von Rhodamin 6 G (1×10^{-3} mol.) und Cresylviolett (4.2×10^{-4} mol.) gelöst in Methanol.

Durch Variation der Mischungsverhältnisse läßt sich die Lasertätigkeit des Farbstoffgemisches über weitere Wellenlängenbereiche verschieben. Die hier gewählte Konzentration entspricht etwa den Werten von MÖLLER/23/. Für die Lasertätigkeit bei der Balmerlinie H_{β} (486.1 nm) wurde der Farbstoff 4-Methylumbelliferone (2×10^{-2} mol.) in Methanol und 0.1 M HCl verwendet. /24/.

Abb. 8 zeigt das Laserspektrum im Vergleich zur H_{α} -Linie des Plasmas unter Verwendung von zwei FP-Etalons.

Die Spitzenleistung des Dylasers wurde mit einem kalibrierten Radiometer (EG&G, Typ 580-23 A) zu etwa 1 kW bestimmt.

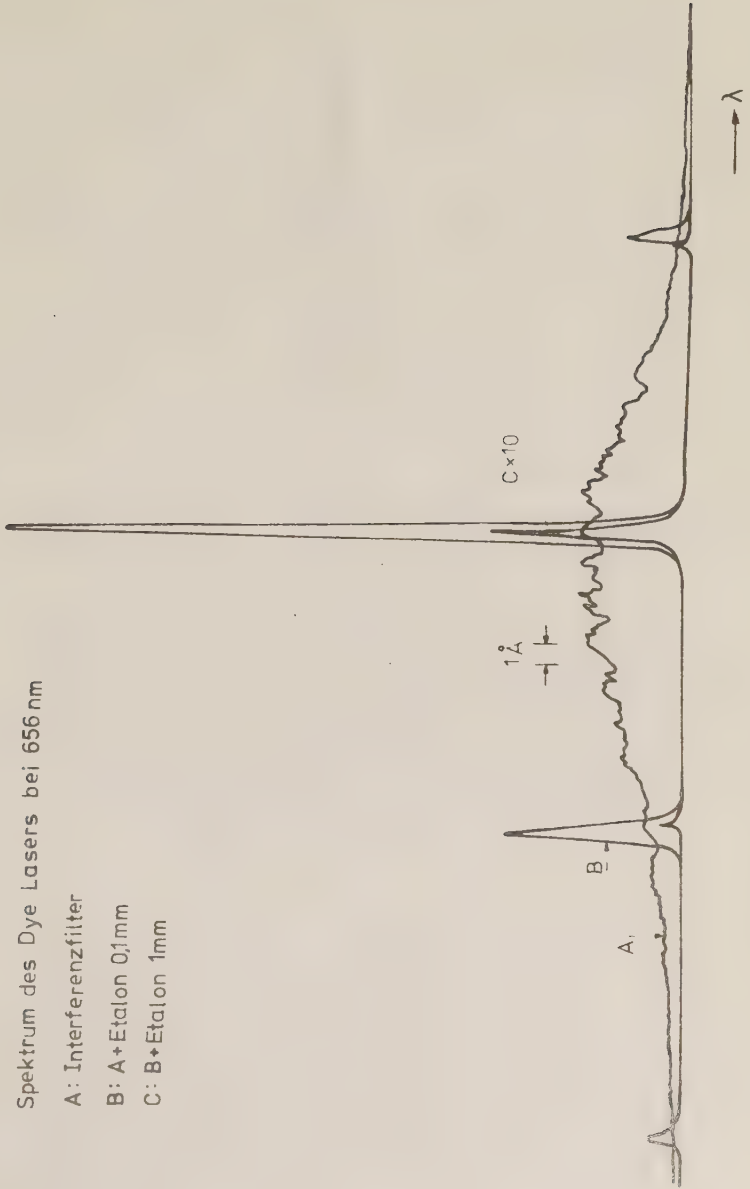
Abb. 7

Spektrum des Dye Lasers bei 656 nm

A: Interferenzfilter

B: A+Etalon 0,1mm

C: B+Etalon 1mm



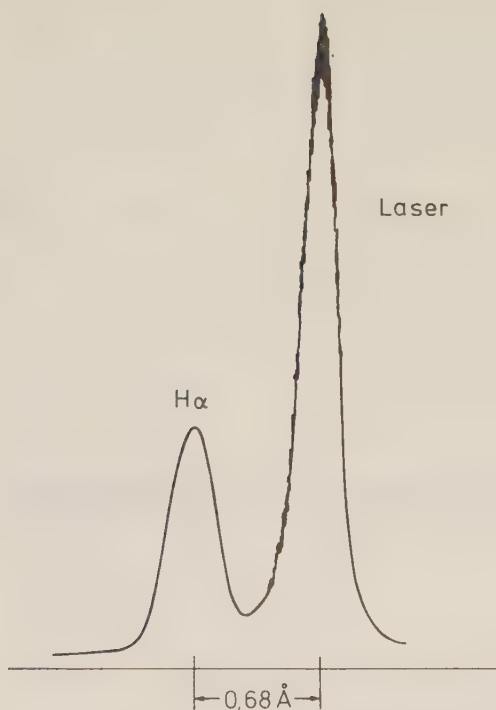


Abb. 8 Das Spektrum des Farbstofflasers im Vergleich zur $H\alpha$ -Linie des HF-Plasmas. Zur Verdeutlichung ist die Laserlinie um $0,68 \text{ \AA}$ gegenüber der $H\alpha$ -Linie verschoben.

D 2.3 Der Nd:Yag Laser

Der blitzlampengepumpte Nd:Yag Laser (Chromatix Mod. 1000 E) wird im gepulsten Betrieb benutzt. Die infraroten Nd:Yag Linien werden durch einen nicht linearen LiJ-Kristall frequenzverdoppelt.

Außerdem befindet sich innerhalb des Laserresonators ein akkustisch-optischer Q-Switch, mit dem Laserpulse von typischerweise 100-150 ns bei einer Spitzenleistung der Größenordnung Kilowatt erzeugt werden können.

D 2.4 Der Optische Parametrische Oszillator (OPO)

Die Funktionsweise des OPO, (siehe z.B. HARRIS/25/) beruht darauf, daß eine einfallende

Laserstrahlung ν_p in Wechselwirkung mit einem nicht-linearen Kristall (LiNbO_3) in zwei niederfrequente Wellen ν_i und ν_s zerfällt. Es läßt sich klassisch durch die Benutzung einer nichtlinearen Polarisierbarkeit des Kristalls $E(r,t) = E_o + \tilde{E}f(r)e^{2\pi\nu_p t}$ leicht ableiten, daß bei einem bestimmten ν_p , der Pumpfrequenz, nur zwei parametrisch erzeugte Frequenzen ν_i (Idler) und ν_s (Signal) entstehen können, die einerseits der Bedingung $\nu_p = \nu_i + \nu_s$ (Manley-Rowe-Beziehung) und andererseits der Phasenbedingung $\vec{k}_p = \vec{k}_i + \vec{k}_s$ genügen müssen /26/.

Sowohl durch Änderung des Einfallswinkels der Pump-laserrichtung zum Kristall als auch durch Temperaturänderung läßt sich die Frequenz von Idler-und Signalle durchstimmen.

Der hier benutzte OPO (Chromatix Mod. 1020) wird durch Temperaturänderung durchgestimmt. Zur besseren Temperaturkonstanz wurde der gesamte Resonator mit einem gleichbleibenden Luftstrom in einem geschlossenen

Umluftkreislauf stabilisiert. Diese Maßnahme erwies sich als notwendig, da die Laser nicht in einem klimatisierten Raum aufgebaut waren.

Etwa 80 ns nach Beginn des Pumpvorganges durch den Nd:Yag Laser baut sich innerhalb des OPO-Resonators die IR-Strahlung auf und entzieht entsprechend der Manley-Rowe-Bedingung der Pumpwelle die Energie. Bei gleichbleibender Resonatoreinstellung ist diese Aufbauzeit praktisch jitterfrei, was für die zeitliche Koordinierung von OPO und Dylaser entscheidend war.

Die Ausgangsleistung des OPO hängt sowohl von der gewählten Ausgangsfrequenz als auch von der eingestrahlten Pumpfrequenz ab. Hier wurde fast immer eine Pumpwellenlänge von 659 nm verwendet. Im Bereich der Paschenlinien des Wasserstoffs liegt die Ausgangsspitzenleistung des OPO dann bei etwa 500 W. Die Halbwertsbreite des Pulses beträgt rund 100 ns bei einer Bandbreite von etwa 1 cm^{-1} .

D 2.5 Die zeitliche Koordinierung von OPO und Dye-Laser

Die Forderung nach der zeitlichen Überlagerung von OPO und Dylaser stellt ein schwieriges technisches Problem dar. Ein Laserpuls von 3 ns Dauer muß an möglichst zeitlich fest definierter Stelle mit einem Puls von 80-100 ns Breite koordiniert werden.

Eine gleichzeitige elektronische Triggerung beider Laser

stößt auf Schwierigkeiten, da der Zeitpunkt des Yaglaserpulses, bedingt durch die Blitzlampenentladung und die Verwendung eines akkustooptischen Q-Switches mit einem zeitlichen Jitter von mindestens 4 μ s behaftet ist. Wie in D 2.4 erläutert, ist jedoch die Aufbauzeit der OPO-Strahlung praktisch jitterfrei, und dieser Effekt kann zur Koordinierung verwendet werden. Ein Teil (50 %) der Nd:Yag-Strahlung wird mit einem Strahlteiler abgezweigt und auf die Kathode einer Druckfunkenstrecke fokussiert, wie es in Abb. 9 dargestellt ist. Ein auf 22 kV aufgeladener Kondensator wird durch diese Funkenstrecke nach der Zündung kurzgeschlossen und der so erzeugte Hochspannungsimpuls zur Triggerung des N_2 -Lasers benutzt.

Das Verfahren der Triggerung von Funkenstrecken mit Laserstrahlung ist schon vorher erfolgreich durchgeführt worden /27/, jedoch kamen dort Laser hoher Strahlungsleistung zum Einsatz. Hier handelt es sich um die Triggerung mit einem Laser relativ niedriger Leistung, und es konnte gezeigt werden /28/, daß die lokale Erhitzung der Wolframkathode im Fokus ausreicht, um eine genügend hohe Zahl von Elektronen zur raschen Zündung der Funkenstrecke bereitzustellen.

Abb. 9 zeigt das Signal einer Photodiode, die gleichzeitig mit IR-Laserstrahlung vom OPO und Strahlung vom Dylaser beleuchtet wurde. Da die Photodiode

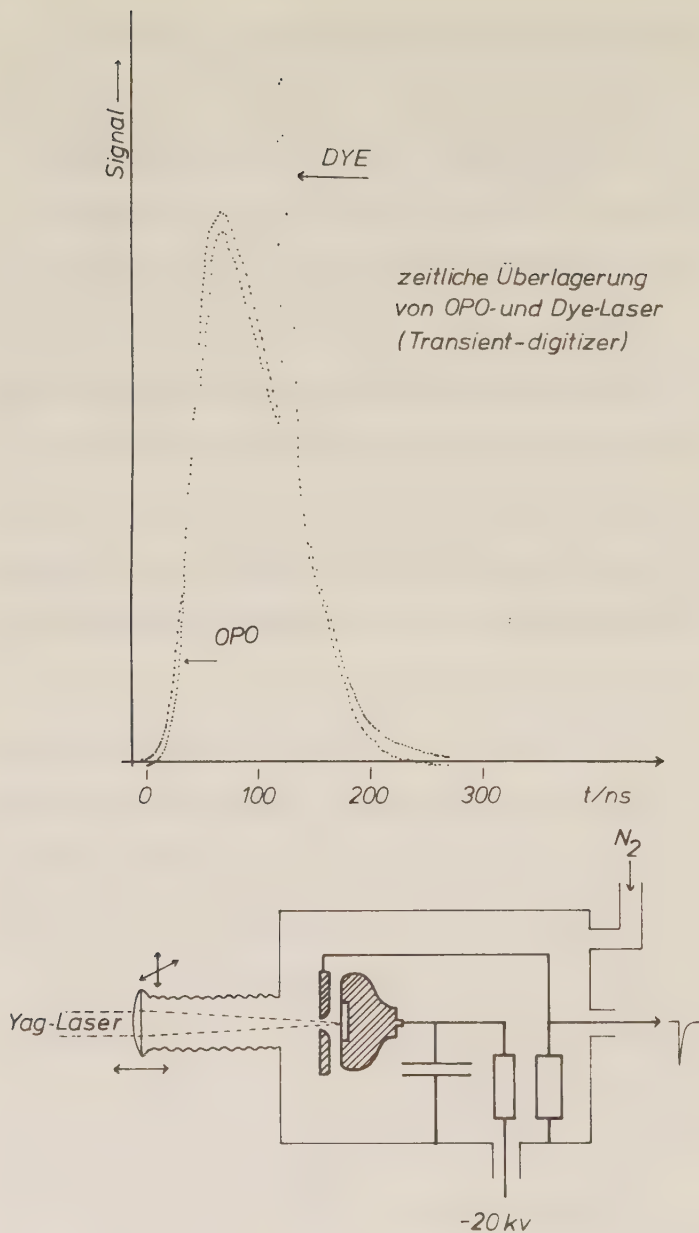


Abb. 9 Aufbau der lasergetriggerten Druckfunkenstrecke (unterer Teil) und die damit erreichte zeitliche Koordinierung von OPO und Dyelaser (oberer Teil).

(Hewlett-Packard DT 25) mit den angeschlossenen Kabeln eine Zeitkonstante von etwa 15 ns hat, ist insbesondere die Pulsform des Farbstofflasers verfälscht. Dieses Oszillogramm wurde mit einem Transient Digitizier (Tektronix) in einem Schuß aufgenommen.

Man sieht, daß der Farbstofflaserpuls in der abfallenden Flanke des OPO-Signals liegt. Die Lage des Dye-laserpulses kann durch Verstimmung des OPO-Resonators wegen der dadurch veränderten Aufbauzeit und durch Variation der N_2 -Laser Funkenstreckenspannung relativ zum OPO-Maximum verschoben werden. Bei der in Abb. 9 gezeigten Einstellung der äußeren Laserparameter ist die Verzögerungszeit 119 ± 11 ns. Zur weiteren Verbesserung der zeitlichen Überlagerung wurde der IR-Laser vor Passieren des Plasmavolumens durch eine optische Verzögerungsleitung (Lichtweg von 12 m Länge) um zusätzliche 40 ns zeitlich verschoben.

E Messung und Auswertung

Entsprechend der Unterteilung des Abschnittes C der Messverfahren in zeitintegrierende und zeitlich auflösende Methoden sollen zunächst die Experimente beschrieben werden, die das zeitliche Verhalten des gepumpten Systems direkt bestimmen.

E 1 Zeitaufgelöste Messungen

In Abb. 10 ist der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt, wie er für die direkte Messung von Lebensdauern angeregter Niveaus in der Hochfrequenzentladung benutzt wurde.

Der Farbstofflaser durchstrahlt auf der entsprechenden Balmerlinie (H_{α} bzw. H_{β}) schmalbandig in axialer Richtung das Entladungsrohr auf der Achse des Plasmods. Unter einem Winkel von 90° zur Laserausbreitungsrichtung wird über ein Blendensystem die entsprechende Spektrallinie des Plasmas beobachtet. Da die Wellenlänge des beobachteten Fluoreszenzlichtes mit der Laserwellenlänge identisch ist, wird durch das Blendensystem unerwünschtes Streulicht des Lasers eliminiert.

Die Separation der Fluoreszenzwellenlänge erfolgt mit einem Prismenspektrometer, an dessen Ausgangsspalt ein Photomultiplier (RCA C 31034C) angeflanscht ist. Die Spannungssignale des Photomultipliers werden nach Verstärkung durch einen Impulsverstärker über einen

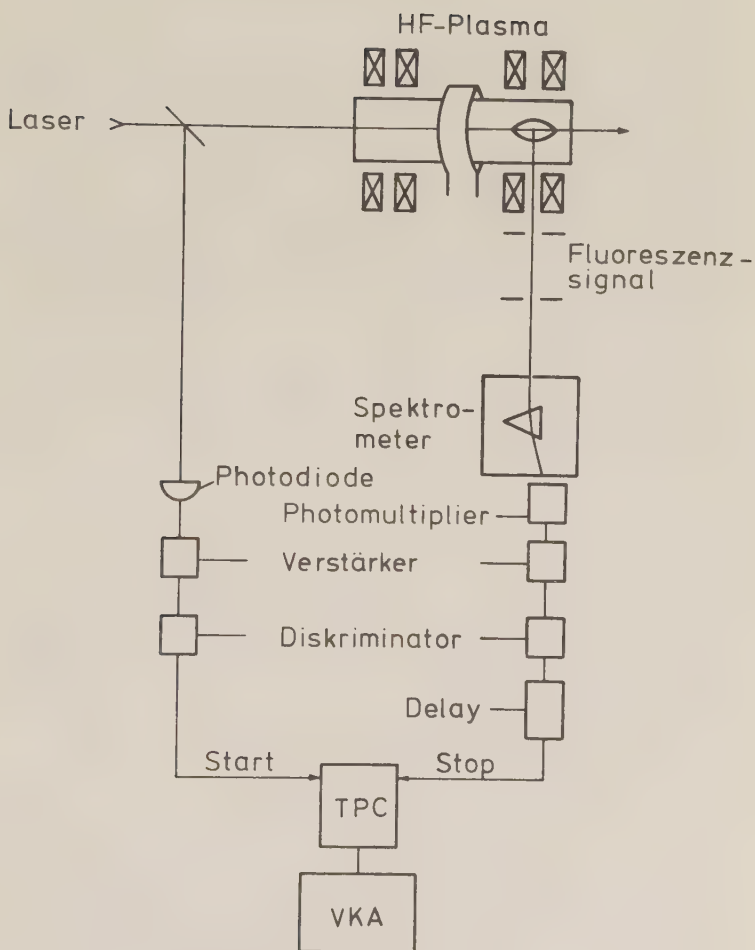


Abb. 10 Experimenteller Aufbau zur zeitaufgelösten Untersuchung des Fluoreszenzsignals.

Diskriminator zu Normimpulsen von 3 ns Breite verarbeitet.

Diese Signale, die durch eine variable Verzögerungsleitung zeitlich verschoben werden können, bilden die Stop-Impulse für einen Zeit-Impulshöhenwandler (TPC). Die Start-Impulse zur Triggerung des TPC werden vom Laserpuls selbst erzeugt, indem ein Teil des Laserlichtes abgezweigt und über eine schnelle Photodiode mit angeschlossenen Verstärker und Diskriminator ebenfalls zu 3 ns Normimpulsen umgewandelt wird.

Der Ausgang des TPC ist an einen Vielkanalanalysator (VKA) angeschlossen.

Der zeitliche Verlauf des Fluoreszenzsignals, wie er auf dem VKA registriert wird, ist nun stark durch die Verwendung eines TPC am Eingang des VKA beeinflusst. Die Wahrscheinlichkeit $W(t)$, daß ein Stop-Signal zu einer Zeit t nach Starten des TPC erfolgt, ist durch

$$(13) \quad W(t) = a(t) \exp\left(-\int_0^t a(t') dt'\right)$$

gegeben, wobei $a(t)$ die Zahl der Stop-Impulse pro Sekunde ist, die den TPC erreicht.

Ist $a(t)$ zeitlich konstant, so zeigt das VKA-Spektrum die bekannte Poissonverteilung für statistisch voneinander unabhängige Ereignisse.

Bei Einschub des Lasers ändert sich aber wegen

$$(14) \quad a(t) = A_{23} N_3(t) G_3$$

durch die variierende Besetzungsdichte $N_3(t)$ des Zustandes $n = 3$ (bzw. $n = 4$) die Stop-Rate sehr stark. G_3 beschreibt alle denkbaren Verluste für die H_α -Strahlung durch Einengung des Raumwinkels der Beobachtung usw.; A_{23} ist die Einsteinsche Übergangswahrscheinlichkeit.

Dannur ein Teil des beobachteten Plasmavolumens durch den Laser gepumpt wird, setzt sich die Gesamtstop-Rate bei Einschub des Lasers aus zwei Anteilen zusammen

$$(15) \quad a(t) = G_3 A_{23} \left(\int_{V_u} N_3^u(\vec{r}, t) d\vec{r} + \int_{V_L} N_3^L(\vec{r}, t) d\vec{r} \right)$$

$N_3^u(\vec{r}, t) = N_3^u(\vec{r})$ ist die stationäre Besetzungsdichte des Zustandes $n = 3$ in der ungepumpten Zone V_u des Beobachtungsvolumens, während im Volumen V_L die Besetzungsdichte $N_3^L(\vec{r}, t)$ zeitlich stark variiert.

Zur Bestimmung des $a(t)$ ist also die räumliche Verteilung der Besetzungsdichte des Zustandes $n = 3$ ($n=4$) im Beobachtungsvolumen erforderlich. Da die Linie H_α (bzw. H_β) praktisch keine optische Dicke zeigt, kann die Verteilung $N_3(\vec{r})$ ($N_4(\vec{r})$) durch die Messung des radialen Verlaufs der Intensität der H_α (H_β) Strahlung

bestimmt werden. Die hierzu notwendige Abelinversion wird nach dem von ALBERS /29/ vorgeschlagenen Verfahren durchgeführt.

Nach dieser Berücksichtigung der besonderen geometrischen Verhältnisse kann das VKA-Spektrum folgendermaßen berechnet werden:

Das Gleichungssystem (12) wird für die Zustände mit den Hauptquantenzahlen $j=2$ und $i=3$ für H_{α} (bzw. $i=4$ für H_{β}) mit zunächst willkürlicher Verlustrate V_i und Ausgangsbesetzungsdichte $N_2(t=0)$ numerisch gelöst. Die Ausgangsbesetzungsdichte des Zustandes $i=3$ bzw. $i=4$ ist aus Absolutmessungen der Linienintensitäten der Balmerlinien in der untersuchten Hochfrequenzentladung bekannt /17/. Mit (14) wird $a(t)$ und mit (13) $W(t)$ berechnet. In einem Fit-Verfahren werden nun die freien Parameter V_i und $N_2(0)$ so angepaßt, daß das berechnete VKA-Spektrum mit dem gemessenen Ergebnis übereinstimmt. Die Größe des ebenfalls freien Parameters V_j hat praktisch keinen Einfluß auf das zeitliche Verhalten von $N_{3,4}(t)$ und seine ungenaue Kenntnis ist daher unkritisch.

Das Ergebnis dieser Rechnung und eine entsprechende Messung des Fluoreszenzsignals bei den Linien H_{α} und H_{β} ist in Abb. 11 dargestellt.

Mit diesem Verfahren gelingt es also einerseits, die Lebensdauer des gepumpten Zustandes zu bestimmen und andererseits eine Messung der sonst sehr schwer zugänglichen Besetzungsdichte des Zustandes $j=2$ durchzuführen.

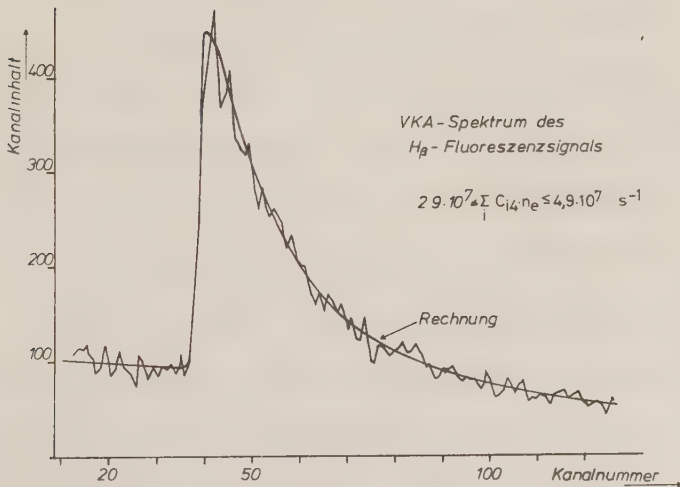
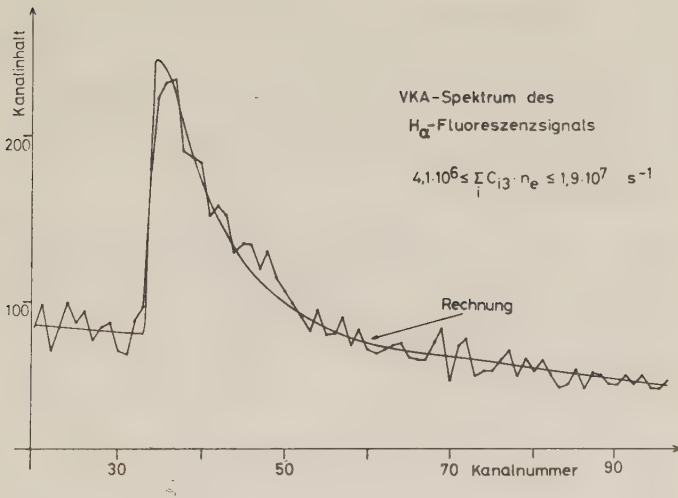


Abb. 11 VKA-Spektrum des H_{α} -Fluoreszenzsignals (oberer Teil) und des H_{β} -Fluoreszenzsignals (unterer Teil) im Vergleich mit den berechneten Werten.

Sowohl die Untersuchung des Zustandes $j = 3$, wie sie in /30/ beschrieben ist, als auch die Messung des zeitlichen Verhaltens des Zustandes $j = 4$ liefert für die Besetzungsdichte des ersten angeregten Zustandes $j = 2$ einen innerhalb der Fehlergrenzen von etwa 20 % konsistenten Wert von $1,9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Aus der gemessenen effektiven Lebensdauer τ_{eff} der Zustände kann die Elektronenstoßrate, die zur Entvölkerung der beobachteten Zustände führt, ermittelt werden, da für den Zustand $n = 3$

$$(16) \quad 1/\tau_{\text{eff}} = g_{13} A_{13} + g_{23} A_{23} + \sum_{j \neq 3} C_{j3} n_e$$

gilt.

g_{13} und g_{23} sind Faktoren, die den Effekt des "radiation trapping" /12/ berücksichtigen.

(Die entsprechende Gleichung gilt für $n = 4$).

Eine exakte Berechnung der g -Faktoren erweist sich als unmöglich, da hierzu die Strahlungstransportgleichung für die Ly- β (bzw. Ly γ) Strahlung gelöst werden müßte /31/. Die g -Werte werden deshalb nach einer einfacheren Formel von Mc-WHIRTER /32/ berechnet. Der Fehler, der bei Verwendung dieser Näherung in Kauf genommen werden muß, liegt innerhalb der durch die Meßfehler gegebenen Grenzen. Als Meßergebnis für die hier interessierenden Werte

$\sum_{j \neq 3} C_{j3} n_e$ erhält man

$$j = 3 : 4.1 \cdot 10^6 \leq \sum_{j \neq 3} C_{3j} n_e \leq 1.9 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

$$j = 4 : 2.9 \cdot 10^7 \leq \sum_{j \neq 4} C_{4j} n_e \leq 4.88 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

Ein Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen wird in Abschnitt G durchgeführt.

E 2 Zeitintegrierendes Verfahren

Wie schon in C 3 erwähnt, ist das Verfahren der direkten Messung des zeitlichen Verlaufes der Besetzungsdichte dann problematisch, wenn die zu messenden Zeiten kleiner sind als die zeitliche Auflösung des Meßsystems. Sei $M(t)$ die zu messende Funktion und $A(t)$ eine Funktion, die die zeitliche Auflösung des Meßsystems beschreibt.

$$\text{Dann gilt wegen } \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) dt = 1$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} M(t) \cdot A(t-t') dt' dt = \int_{-\infty}^{+\infty} M(t) dt$$

Eine Messung des zeitlichen Integrals eines Vorganges $M(t)$ ist also unabhängig vom Auflösungsvermögen des Meßsystems.

Für die Untersuchung der höheren Zustände des Wasserstoffs wird deshalb wegen ihrer kurzen Lebensdauer (Abb. 2) ein zeitintegrierendes Meßverfahren angewendet. Außerdem ergeben sich technische Schwierigkeiten bei der Erzeugung schmalbandiger Dylaserstrahlung im Frequenzbereich der höheren Balmerlinien.

Die Laserfarbstoffe in diesem Spektralbereich sind weniger effektiv /33/ und haben eine sehr kurze Lebensdauer (Selbstzerstörung).

Zur Besetzung der höheren Zustände des Wasserstoffs wurde deshalb ein Verfahren gewählt, wie es in Abb.12 schematisch dargestellt ist.

Der durchstimmbare optische Parametrische Oszillator wird auf eine entsprechende Paschenlinie (Übergänge von $n = 3$ zu höheren Zuständen) schmalbandig eingestellt und erzeugt vom Zustand $n = 3$ ausgehend eine Überbesetzung des oberen gepumpten Niveaus.

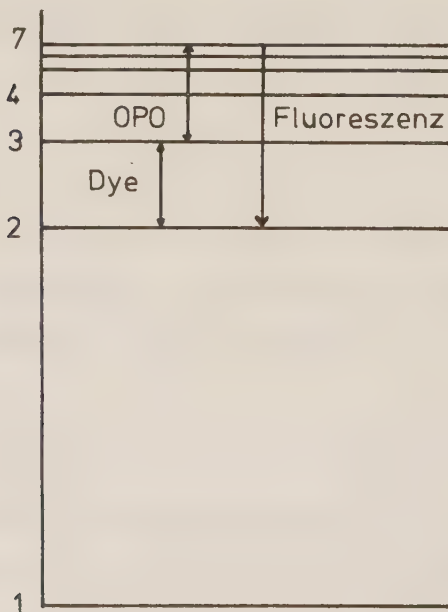


Abb. 12 Anregung der Zustände mit der Hauptquantenzahl $n > 5$ und Beobachtung des Fluoreszenzsignals bei einer Frequenz $\nu_{\text{Dye}} + \nu_{\text{OPO}}$

Da im ungestörten Fall die stationäre Besetzungsdichte im Zustand $n = 3$ relativ niedrig und für ein effektives optisches Pumpen zu klein ist, wird gleichzeitig mit dem IR-Laserpuls der Übergang $n = 2$ nach $n = 3$ durch den Farbstofflaser bei der Linie H_{α} angeregt.

Auf die Probleme der zeitlichen Koordinierung wurde schon in D 2 hingewiesen.

Der apparative Aufbau bei diesen Experimenten ist in Abb. 3 dargestellt. Das Fluoreszenzsignal wird wiederum unter 90° zur Ausbreitungsrichtung der beiden Laser durch ein Blendensystem beobachtet. Die Wellenlänge des Fluoreszenzlichtes liegt durch die Untersuchung einer Balmerlinie (siehe Abb.12) in einem völlig anderen Spektralbereich als die Laserwellenlängen. Das hat einerseits den Vorteil, daß eventuelles Falschlicht der Laser nicht registriert wird, und andererseits besteht nicht die Gefahr, daß durch zufällige Anregung möglicher Verunreinigungen ein Fluoreszenzsignal vorgetäuscht wird. Das zweite Spektrometer dient zur ständigen Kontrolle während der Messung, ob die Wellenlänge des OPO mit der des zu pumpenden Überganges übereinstimmt. Abb. 13 zeigt schematisch den Aufbau der Elektronik, mit der die zeitlich integrierte Messung des Fluoreszenzsignals registriert wurde.

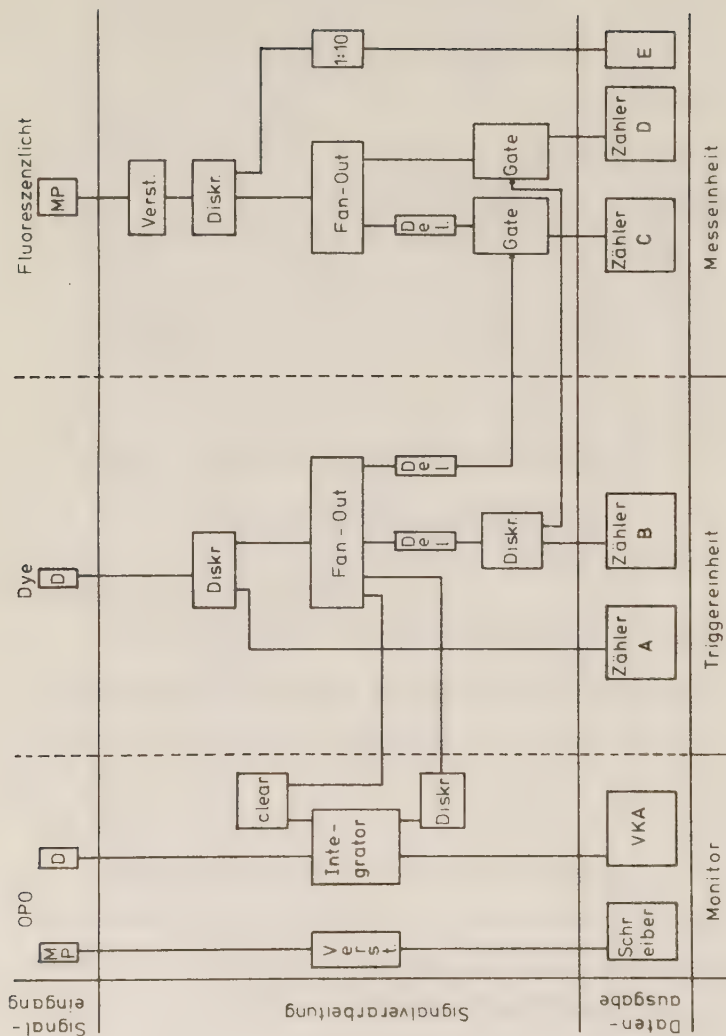


Abb. 13 Elektronischer Aufbau zur zeitintegrierten Messung des Fluoreszenzsignals

Der Farbstofflaserpuls wird auf eine schnelle Photodiode gegeben, deren Signal in der Trigger-einheit zu zwei gleichbreiten Normimpulsen verarbeitet wird. Diese Impulse, die zeitlich stark gegeneinander verzögert sind, dienen zur Öffnung zweier getrennter elektronischer Gates, die während der so gesteuerten Öffnungszeit Signale des Meß-photomultipliers zu zwei verschiedenen schnellen Zählern leiten.

Die zeitliche Lage der Öffnungsintervalle für die Gates ist so eingestellt, daß einer der Zähler die Fluoreszenzsignale während des eigentlichen Pumpvorganges registriert und der andere Zähler etwa 750 ns später die Strahlung des Plasmas im ungestörten Zustand untersucht.

Die Breite der beiden Gates beträgt etwa 20 ns. Bei einer Photonenzählrate von 2 MHz werden dann pro Öffnung des Gates, also pro Laserschuß, im Mittel 0,04 Ereignisse registriert.

Da der statistische Fehler bei diesen Photonenzähl-experimenten gleich der Wurzel aus der Gesamtzahl der gezählten Ereignisse ist, ergibt sich in diesem Fall erst nach etwa 30.000 Laserpulsen ein statistischer Fehler des Meßergebnisses, der kleiner als 3 % ist. Die Zahl der Ereignisse Z_u in dem Kanal, der das Plasma im ungestörten Zustand erfaßt, ist bei einer Gesamtzahl N_L von registrierten Laserpulsen gleich

$$(17) \quad Z_u = N_L \cdot G_u \cdot A_{2i} \cdot V_{Pl} \cdot \int_{\Delta t} N_i(t) dt$$

V_{Pl} ist das beobachtete Plasmavolumen, Δt die Öffnungszeit des Gates, A_{2i} die Übergangswahrscheinlichkeit für den beobachteten optischen Übergang $i \rightarrow 2$ und G_u der Gesamtverlust durch geometrische, optische und elektronische Komponenten des Meßzweiges. Entsprechend gilt für die Zahl der Ereignisse Z_F im Fluoreszenzkanal

$$(18) \quad Z_F = N_L \cdot G_F \cdot A_{2i} \cdot \int_{\Delta t} \left(\int_{V_u} N_i(\vec{r}, t) d\vec{r} + \int_{V_L} N_i^L(\vec{r}, t) d\vec{r} \right) dt$$

wobei V_u das ungepumpte und V_L das von den Lasern beeinflusste Beobachtungsvolumen ist mit der veränderten Besetzungsdichte $N_i^L(\vec{r}, t)$.

Da nur dort ein starkes Fluoreszenzsignal erzeugt wird, wo beide Laser räumlich zusammenfallen, ist das Volumen V_L durch diese Überlagerungszone gegeben. Die räumliche Justierung der beiden Laser und des Blenden-systems, das das Beobachtungsvolumen festlegt, muß mit sehr großer Sorgfalt durchgeführt werden. Zur Kontrolle der räumlichen Justierung wurde bei jeder Messung deshalb auch das Fluoreszenzsignal bei der Dylaser-Wellenlänge H_α registriert.

Die Division der beiden Gleichungen (17) und (18) liefert

$$(19) \quad \frac{Z_F}{Z_u} = \left(\frac{G_F}{G_u} \right) \frac{U \cdot v_{pl} \cdot N_i \cdot \Delta t + L \cdot v_{pl} \cdot \int \Delta t N_i^L(t) dt}{v_{pl} \cdot N_i \cdot \Delta t}$$

$$(20) \quad \frac{Z_F}{Z_u} = \left(\frac{G_F}{G_u} \right) \left(U + L \frac{\int \Delta t N_i^L(t) dt}{N_i \cdot \Delta t} \right)$$

Die Faktoren U und L ($U+L=1$) sind ebenso wie in E 1 durch Messung der radialen Verteilung der Linienintensität der beobachteten Balmerlinie ($i=2$) und Abelinversion zu bestimmen.

Der Quotient aus den beiden Verlustfaktoren G_u und G_F ist wegen der Unterschiede in den elektronischen Bauteilen der einzelnen Meßkanäle geringfügig von eins verschieden. Die Größe des Quotienten wird durch eine separate Messung festgelegt, in der die elektronischen Gates mit einem Impulsgenerator ohne Lasereinstrahlung getriggert werden. In diesem Fall ist $\int \Delta t N_i^L(t) dt = N_i \Delta t$ und der Quotient $\frac{Z_F}{Z_u}$ liefert sofort den Faktor $\frac{1}{F} = \frac{G_F}{G_u}$; durch Messung von $\frac{Z_F}{Z_u}$ läßt sich so

$$(21) \quad \frac{\overline{N_i^L(t)}}{N_i} = \frac{1}{L} \left(F \cdot \frac{Z_F}{Z_u} - U \right)$$

bestimmen.

Um aus dem gemessenen Ergebnis die Elektronenstoßraten zu ermitteln, die den Wert von $\overline{N_i^L(t)}$ bestimmen, muß folgendes gekoppeltes Differentialgleichungssystem gelöst werden:

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_1}{dt} &= - (V_1 + u_V^O(t) B_{31}) N_1 + u_V^O(t) B_{13} N_3 + C_1 \\
 (22) \quad \frac{dN_3}{dt} &= - (V_3 + u_V^O(t) B_{13} + u_V^u(t) B_{23}) N_3 + u_V^O(t) B_{31} N_1 \\
 &\quad + u_V^u(t) B_{32} N_2 + C_3 \\
 \frac{dN_2}{dt} &= - (V_2 + u_V^u(t) B_{32}) N_2 + u_V^u(t) B_{23} N_3 + C_2
 \end{aligned}$$

$u_V^O(t)$ ist die Energiedichte des IR-Lasers; $u_V^u(t)$ die des Dylasers.

Der zeitliche Verlauf dieser beiden Funktionen ließ sich in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentell gemessenen Werten durch die Funktionen

$$(23) \quad u_V^O(t) = \begin{cases} P^O \exp(-(t-5 \cdot 10^{-8}/3.24 \cdot 10^{-8})^2) (1-0.16 \cdot 10^{30} (t-5 \cdot 10^{-8})^4) & \text{für } t < 5 \cdot 10^{-8} \text{ s} \\ P^O \exp(-(t-5 \cdot 10^{-8}/7.94 \cdot 10^{-8})^2) (0.9+0.1 \cos^2(\pi(t-5 \cdot 10^{-8})/10^{-6})) & \text{für } t \geq 5 \cdot 10^{-8} \text{ s} \end{cases}$$

und

$$(24) \quad u_V^u(t) \propto P^u \exp(-(t-3.5 \cdot 10^{-9}/1.44 \cdot 10^{-9})^2)$$

darstellen.

Integration der Lösung des Dgl-Systems für $N_1(t)$ über den Zeitraum Δt liefert nun die mit der Messung vergleichbare Größe $\overline{N_1^L(t)}$, die von der Leistung der beiden Laser P^O und P^u und von der gesuchten Größe V_1 abhängt.

In Abb. 14 ist am Beispiel des Zustandes mit der Hauptquantenzahl $i=6$ der Einfluß der Größen P^0 und V_6 auf den Quotienten $\overline{N_i^L(t)}/N_i$ verdeutlicht.

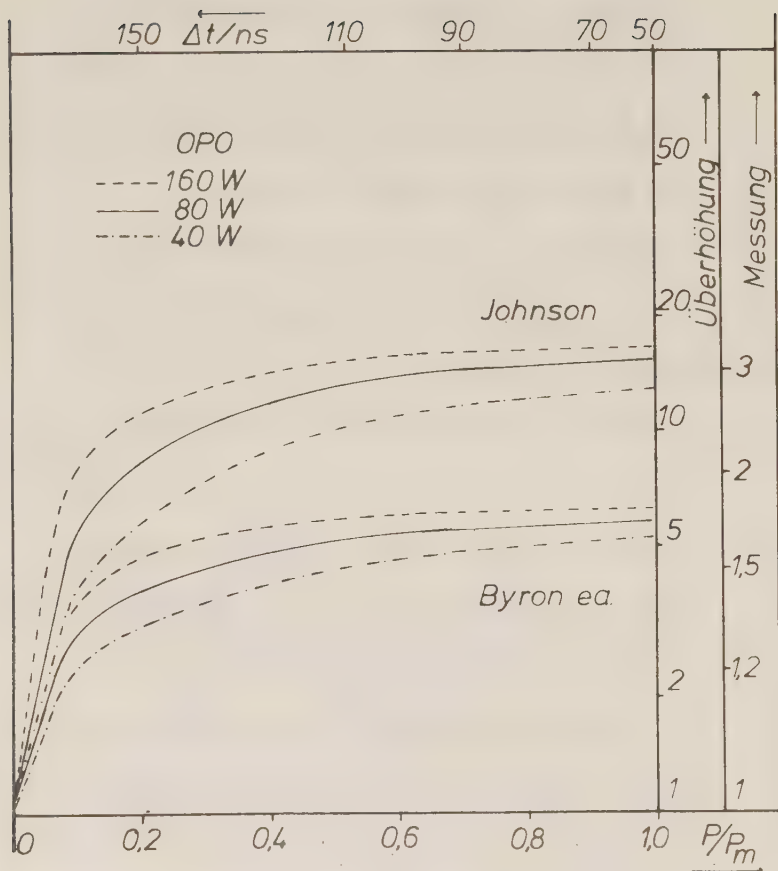
Als Ordinate ist einmal die Überhöhung $\overline{N_i^L(t)}/N_i$ selbst und zum anderen der sich aus der Umrechnung (21) ergebende Wert für Z_F/Z_u aufgetragen. Die untere Kurvenschar ist für $V_6=8.3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, die obere für eine Verlustrate $V_6=2.3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ berechnet.

Als Abszisse ist die zeitliche Verschiebung des Dye-laserpulses gegenüber dem IR-Laser aufgetragen; für $\Delta t=50 \text{ ns}$ fallen die Maxima beider Pulse zeitlich zusammen.

Man sieht, daß die Überhöhung bei bestimmten Verzögerungszeiten relativ schwach von der Laserleistung und der Verzögerungszeit abhängt, jedoch stark mit der Verlustrate V_6 variiert. Pumpleistungsschwankungen des H_α -Lasers haben auf die Überhöhung keinen wesentlichen Einfluß, da der Dye-laser immer eine Sättigung des Überganges $n=2 \rightarrow n=3$ bewirkt.

Die Amplitudenschwankungen des OPO werden ebenso wie der Jitter in der zeitlichen Überlagerung der Laser bei der Messung ständig registriert und können in der Auswertung berücksichtigt werden.

Der freie Parameter V_i wird nun im Differentialgleichungssystem (22) variiert und an die Messergebnisse für Z_F/Z_u angepaßt.



Theoretischer Messeffekt
bei $n = 6$

Abb. 14 Abhängigkeit des Meßeffectes von der Leistung des OPO und der Verlustrate V_6 bei einem effektiven Pumpvolumen von 15%.

Zu untersuchen bleibt an dieser Stelle die Frage, ob die Darstellung der Besetzungsdichte des beobachteten Zustandes als Lösung des Differentialgleichungssystems korrekt ist, oder ob die Einführung der Konstanten C_1 eine zu grobe Näherung darstellt.

Während des Pumpprozesses ändert sich natürlich auch die Besetzungsdichte der Nachbarzustände, womit die tatsächliche Lebensdauer des betrachteten Niveaus durch die Kopplung an die Nachbarzustände verlängert wird. Eine Erweiterung des DGL-Systems auf zusätzliche Zustände zeigt nun, daß sich in Abhängigkeit von der Hauptquantenzahl des gepumpten Zustandes eine effektive Lebensdauer der Zustände einstellt, die um 13 % (bei $n=6$) bis 30 % (bei $n=10$) größer ist, als die Zerfallzeit ohne Kopplung an Nachbarzustände. In der Auswertung wurde diese Verlängerung entsprechend berücksichtigt.

Bevor nun der Vergleich der Meßergebnisse mit theoretischen Vorhersagen durchgeführt wird, erscheint es als sinnvoll, zunächst die verschiedenen theoretischen Modelle näher zu beschreiben.

F Überblick über theoretische Modelle

Die theoretische Beschreibung des Ratenkoeffizienten für einen inelastischen Stoß zwischen Elektron und Atom kann in drei Gruppen eingeteilt werden:

1. klassische Näherungen
2. quantenmechanische Beschreibung
3. semiempirische Modelle

Eine klassische Berechnung des Wirkungsquerschnittes für Energieübertrag wurde 1959 von GRYZINSKI/34/ auf der Grundlage der THOMPSON'schen Beschreibung der Zweierstoßwechselwirkung durchgeführt. Hierbei werden die Effekte, die durch die Bindung des Elektrons an den Kern hervorgerufen werden, vernachlässigt.

Elektronenstoßraten, die mit diesen Wirkungsquerschnitten berechnet werden, findet man zum Beispiel bei BYRON, STABLER und BORTZ /35/.

Bei der Lösung des Streuproblems mit quantenmechanischen Methoden /36/ wird die Schrödingergleichung des Systems Atom - stossendes Elektron durch einen Separationsansatz für die Wellenfunktion gelöst, wobei in der einfachsten Näherung - der BORN'schen Näherung - die Eigenfunktion des freien Elektrons durch eine ebene Welle beschrieben wird. Diese Näherung gilt für den Fall hoher Energien und liefert die charakteristische Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $\sigma \propto E^{-1} \ln E$

für große E-Werte.

Ausgedehnte Untersuchungen zur inelastischen Streuung von Elektronen an Wasserstoffatomen wurden mit der Bornschen Näherung von OMIDAVAR /37/ durchgeführt. Da diese Rechnungen nur für Elektronenenergien weit über der Einsatzschwelle für Energieübertrag des betreffenden Überganges gelten, ist ihre Extrapolation zu niedrigen Stoßenergien fragwürdig.

Für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten in der Nähe der Einsatzschwelle ΔE_{ij} für den Übergang $i \rightarrow j$ müssen detaillierte quantenmechanische Rechnungen durchgeführt werden. Hierzu gehören numerische Untersuchungen von BURKE et al./38/, die das System Elektron-Wasserstoffatom unter Einbeziehung mehrerer gebundener Zustände des ungestörten Atoms berechnen (six-state-close-coupling Modell). Der numerische Aufwand wird jedoch für höhere Zustände außerordentlich groß, so daß theoretische Werte nur für Wirkungsquerschnitte der Übergänge zwischen den untersten Zuständen des Wasserstoffs im Energiebereich der Schwelle existieren.

Eine halbklassische Beschreibung des Stoßprozesses wurde von SEATON /39/ durchgeführt, wobei das stoßende Elektron auf einer klassischen Bahn das Atom passiert und eine Dipolwechselwirkung ausübt, die mit Methoden der Störungsrechnung in Abhängigkeit

von Stoßparameter ermittelt wird.

Neben diesen detaillierten Rechnungen gibt es eine Anzahl von Untersuchungen, in denen semiempirisch Wirkungsquerschnitte und die für die Anwendung wichtigeren Stoßraten bestimmt werden. Die Daten von DRAWIN /2/ und SAMPSON et al. /40,41/ sind dabei einerseits an experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte /3/ für den Übergang $n=1$ nach $n=2$ angepaßt und gehen andererseits bei hohen Energien in die quantenmechanischen Ergebnisse der Bornschen Näherung über. Die semiempirischen Werte von JOHNSON /16/ hingegen sind zusätzlich noch an Experimente von JOHNSON und HINNOV /42/ durch Vergleich von berechneten und gemessenen Linienintensitäten angepaßt.

Abb. 15 zeigt die theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte für zwei verschiedene Übergänge ($3 \rightarrow 4, 6 \rightarrow 7$) in Wasserstoff in Einheiten von πa_0^2 ($\pi a_0^2 = 0.879 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$).

Sowohl die klassischen Werte als auch die Berechnung von OMIDVAR /37/ und DRAWIN /2/ liegen relativ dicht beieinander verglichen mit den Daten von JOHNSON /16/ und SEATON /39/.

Außerdem weichen die Rechnungen im Bereich $E/E_{ij} = 1$, also bei der Schwellenenergie, charakteristisch voneinander ab.

Die nach der Stoßparameter-Methode /39/ berechneten

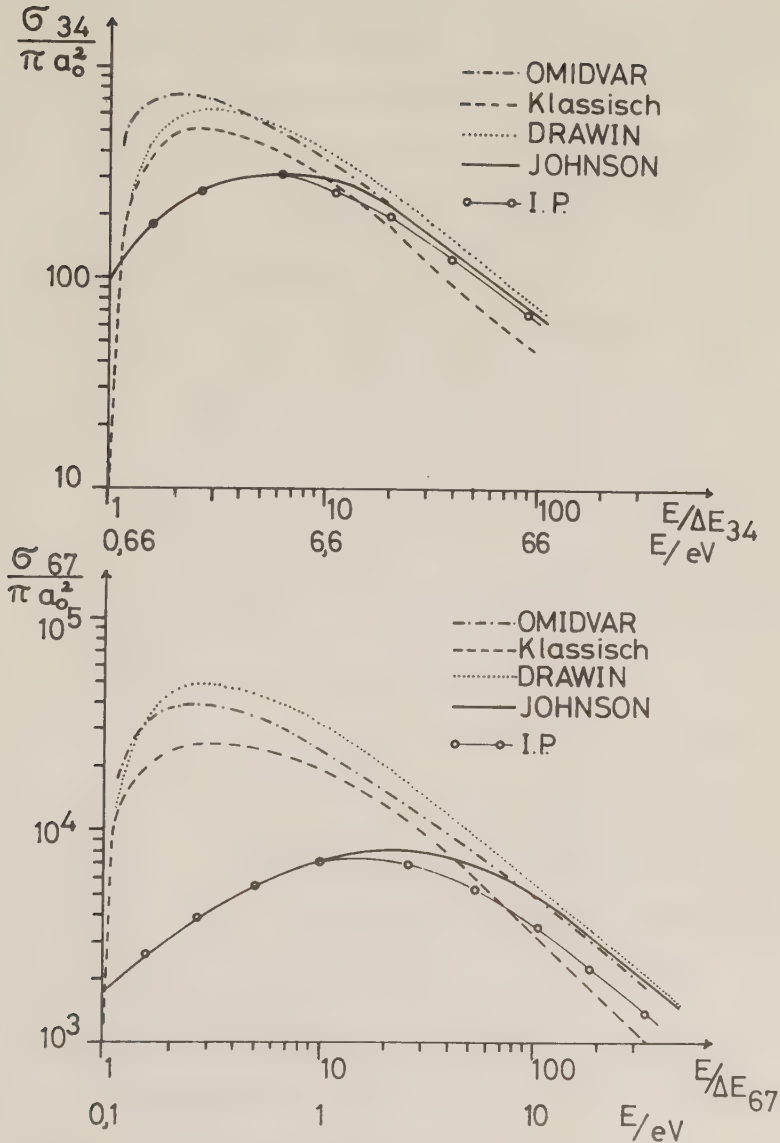


Abb. 15 Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung der Übergänge $n=3 \rightarrow n=4$ (oberer Teil) und $n=6 \rightarrow n=7$ (unterer Teil). Die nach der Stoßnäherung I.P. (SEATON) ermittelten Werte wurden von SARAPH/48/ berechnet.

und die semiempirischen Wirkungsquerschnitte von JOHNSON haben einen endlichen Wert an der Schwelle; bei den klassischen Rechnungen und bei der Formel von DRAWIN ist $\sigma(E/E_{ij}=1)=0$. Da die Bornsche Näherung im Bereich der Schwelle ihre Gültigkeit verliert, kann hier keine Aussage getroffen werden.

G Vergleich der Messungen mit der Theorie

Für einen Vergleich der gemessenen Werte mit der Theorie müssen die theoretischen Wirkungsquerschnitte gemäß Gleichung (1) über die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen gemittelt werden. Außerdem sind die Stoßratenkoeffizienten direkt proportional zur Elektronendichte in der Entladung.

Ein quantitativer Vergleich der Ergebnisse der Laserfluoreszenzuntersuchungen mit berechneten theoretischen Daten setzt also die möglichst genaue Kenntnis der Plasmaparameter N_e und T_e voraus.

Diese Größen sind in zahlreichen Untersuchungen /17,18, 19,43,44/ sehr genau spektroskopisch bestimmt worden.

Die Elektronendichte ergab sich aus der Messung von Profilen starkverbreiteter Wasserstofflinien und aus der Absolutintensität des Balmerkontinuums. Die Elektronentemperatur ließ sich aus dem spektralen Verlauf der Balmerkontinuum-Strahlung ermitteln.

In der hier verwendeten Entladung sind die Parameter $N_e = 1.75 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 1750 \text{ K}$

Eine Abschätzung der Ionisierungsrate des Wasserstoffs für diese Elektronentemperatur und Dichte zeigt jedoch, daß ohne die Annahme einer zusätzlichen Gruppe höher-energetischer Elektronen /11/ eine Zündung und Aufrechterhaltung der Entladung nicht möglich wäre.

Diese Elektronengruppe bewirkt eine Modifizierung der Geschwindigkeitsverteilung der kalten (1750K) Elektronen im

Bereich hoher Energien und kann näherungsweise durch die Annahme einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung für die schnellen Elektronen beschrieben werden /44/. Die Dichte und Temperatur dieser Elektronengruppe wurde sowohl direkt als auch indirekt /46/ zu

$$N_e = 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3} \text{ und } T_e = 7 \cdot 10^4 \text{ K bestimmt.}$$

Ebenso bestätigen von diesen Messungen unabhängige Untersuchungen zur Dissoziation und Assoziation von Wasserstoff und Deuterium in der Hochfrequenzentladung /47/ größenordnungsmäßig diese Werte.

Die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion $f(v)$ der Elektronen, die für die Berechnung der Ratenkoeffizienten nach Gleichung (1) benötigt wird, ist demnach näherungsweise durch

$$(25) \quad Nf(v)dv = N_e^1 f_1(v)dv + N_e^2 f_2(v)dv$$

gegeben, wobei der Index 1 die Gruppe der kalten Elektronen hoher Dichte und 2 die schnelle Elektronengruppe bezeichnet. Der Ratenkoeffizient setzt sich entsprechend aus zwei Anteilen C_{ij}^1 und C_{ij}^2 zusammen. Das Verhältnis der beiden Anteile zueinander hängt von der Hauptquantenzahl des betrachteten Überganges ab. Für Stoßprozesse zwischen hochangeregten Zuständen sind die schnellen Elektronen wegen ihrer geringen Dichte zu vernachlässigen (Anteil $< 10^{-4}$); bei der Kopplung der unteren Zustände wird ihr Beitrag jedoch beträchtlich ($C_{23}^2/C_{23}^1 \approx 100$). Die für einen Vergleich mit der Messung relevante Größe ist aber nicht ein einzelner Ratenkoeffizient

Diese Summation ist vollkommen ausreichend, da bereits für $\Delta n=2$ die entsprechende Stoßrate nur etwa 10 % des Wertes für $\Delta n=1$ beträgt. C_n^* gibt also die Verluste pro Sekunde eines Zustandes n durch elastische und superelastische Stöße an bei einer Elektronendichte von $1.75 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von 1750 K.

Die Werte sind für drei theoretische Modelle angegeben, wobei die Daten nach BYRON et al. /35/ der klassischen Beschreibung von Wirkungsquerschnitten entsprechen.

Die quantenmechanische Berechnung nach der Bornschen Näherung ebenso wie die semiempirische Formel von SAMPSON et al. /40/ liefern ähnliche Werte für C_n^* , wie sie von DRAWIN /2/ angegeben werden.

Die Messungen zeigen, daß die von JOHNSON /16/ semiempirisch gefundenen Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten am besten geeignet sind, die experimentellen Befunde insgesamt richtig wiederzugeben.

Bei den Zuständen $n=3$ und $n=4$ liefern zwar die anderen Modelle ebenfalls verträgliche Werte, jedoch läßt das Gesamtbild hier auf eine zu niedrige Stoßrate in den untersten Zuständen schließen.

Gerade bei den unteren Zuständen spielt nämlich der Verlauf des Wirkungsquerschnittes im Bereich der Einschwellen des Überganges eine dominierende Rolle für die Größe der Elektronenstoßrate; insbesondere bei den in der Entladung vorliegenden niedrigen Elektronentemperaturen.

Während bei der klassischen Theorie und auch bei den Rechnungen von DRAWIN der Wirkungsquerschnitt an der Einsatzschwelle $E/E_{ij} = 1$ für den Übergang $i \rightarrow j$ den Wert Null hat, liefert die halbklassische Beschreibung von SEATON /39/ ebenso wie die semiempirische Formel von JOHNSON einen endlichen Wirkungsquerschnitt an der Schwelle. Dieses Konzept, das auch durch die detaillierten quantenmechanischen Berechnungen /38/ bestätigt wird, scheint für die gute Übereinstimmung der Raten mit dem Experiment verantwortlich zu sein. Die Stoßraten zwischen den höherangeregten Zuständen des Wasserstoffs werden eindeutig nur durch die Benutzung relativ niedriger Wirkungsquerschnitte wiedergegeben, wie sie von JOHNSON und SEATON angegeben sind. Eine Messung bei noch höheren Wasserstoffzuständen (größer als $n=7$) ist wegen des geringeren Fluoreszenzsignals mit sehr viel größeren Fehlern behaftet, deren Reduzierung wesentlich längere Messzeiten notwendig macht. Die dadurch geforderte Langzeitstabilität (die Messzeiten liegen in der Größenordnung von 10 Stunden) stellt zusätzliche technische Probleme, deren Lösung im Rahmen dieser Untersuchung nicht angestrebt war. Die Messungen bleiben deshalb auf die Zustände $n=6$ und $n=7$ beschränkt. Für den Zustand $n=5$ läßt sich das hier beschriebene Verfahren nicht anwenden, da die erforderliche schmalbandige IR-Laserstrahlung (1282 nm) mit dem zur Verfügung stehenden OPO nicht erzeugt werden kann.

H Zusammenfassung

Mit Hilfe durchstimmbarer schmalbandiger Laser im sichtbaren und infraroten Spektralbereich wurden erstmals direkte quantitative Messungen von Elektronenstoßraten zwischen angeregten Zuständen des Wasserstoffs in einem Plasma durchgeführt, das sich wegen seiner sehr genau bekannten Parameter als geradezu prädestiniert für diese Untersuchungen erwies.

Das durch die Lasereinstrahlung erzeugte Fluoreszenzlicht wurde dazu sowohl zeitlich aufgelöst als auch integriert mit den elektronischen Verfahren der Photonen-zählung registriert.

Ebenso konnte über das Fluoreszenzsignal die Besetzungsdichte des ersten angeregten Zustandes $n=2$ lokal gemessen werden.

Für die Untersuchung der höheren Zustände wurde eine stufenweise Anregung des Wasserstoffs durch gleichzeitige Absorption zweier Laser unterschiedlicher Wellenlängen durchgeführt. Die zeitliche Koordinierung der Lasersysteme ist durch Benutzung einer lasergetriggerten Funkenstrecke realisiert worden.

In diesem Zusammenhang ließ sich einerseits zeigen, daß auch Laser relativ niedriger Leistung zur Triggerung von Funkenstrecken geeignet sind und andererseits konnte die Frage nach dem Mechanismus der Zündung geklärt werden.

Die Messungen der Stoßraten in einem Energiebereich der

Elektronen, der für einen Vergleich mit theoretischen Ergebnissen besonders gut geeignet ist, zeigen, daß sowohl die klassische Beschreibung als auch quantenmechanische Näherungen und einige semiempirische Modelle die Größe des Elektronenstoßquerschnittes stark überbewerten.

Das führt insbesondere bei Übergängen zwischen höheren Zuständen des Wasserstoffs zu Stoßraten, die die experimentell bestimmten Werte weit übertreffen.

Stoßraten der Größenordnung wie sie von JOHNSON /16/ angegeben werden, scheinen jedoch geeignet, die Meßwerte innerhalb der Fehlergrenzen zu beschreiben.

Mit diesen Untersuchungen wurden den zahlreichen theoretischen Bemühungen zum Problembereich der Wirkungsquerschnitte für Elektronenstöße direkt ermittelte experimentelle Werte gegenübergestellt, die es gestatten, eindeutig zwischen den unterschiedlichen theoretischen Ansätzen zu unterscheiden.

Aufgrund dieser Ergebnisse muß empfohlen werden, bei allen Untersuchungen, in denen Elektronenstoßraten zwischen angeregten atomaren Zuständen eine dominierende Rolle spielen, entsprechend niedrige Wirkungsquerschnitte gemäß den hier ermittelten experimentellen Befunden zu verwenden.

I Literaturverzeichnis

- 1 W.KALKOFEN, S.E.STROM JQRST 6, 653 (1966)
- 2 H.W.DRAWIN Z.Physik 225, 438 (1969)
- 3 W.L.FITE, R.T.BRACKMANN, Phys.Rev. 131, 1141 (1958)
- 4 B.L.MOISEWITSCH, S.J.SMITH Rev.Mod.Phys. 40, 238 (1968)
- 5 R.T.THOMPSON, R.G.FOWLER JQSRT 15, 1017 (1975)
- 6 D.R.BATES, A.E.KINGSTON, R.W.P. McWHIRTER
Proc.Roy.Soc. A267, 297 (1962)
- 7 L.C.JOHNSON, E.HINNOV Phys.Rev. 187, 143 (1969)
- 8 H.-J.KUNZE Space Science Rev. 13, 565 (1972)
- 9 R.M.MEASURES J.Appl.Phys. 39, 5232 (1968)
- 10 C.F.BURRELL, H.-J.KUNZE Phys.Rev.Let. 28, 1 (1972)
- 11 H.SCHLÜTER Z.Nat. 18a, 439 (1963)
- 12 A.G.HEARN Proc.Roy.Soc. 81, 648 (1963)
- 13 A.UNSÖLD Physik der Sternatmosphären Springer
Verlag Berlin 1968
- 14 A.MAITLAND, H.M.DUNN Laser Physics North Holland
Publ.Comp. Amsterdam 1969
- 15 H.W.DRAWIN Z.Phys. 266, 257 (1974)
- 16 L.C.JOHNSON ApJ. 174, 227 (1972)
- 17 H.SCHLÜTER Z.Nat. 16a, 971 (1961)
- 18 G.HIMMEL, H.SCHLÜTER Forschungsberichte des Landes
NRW Nr. 2363 (1973)
- 19 F.PINNEKAMP Diplomarbeit, Bochum 1972
- 20 D.BASTING, F.P.SCHÄFER, B.STEYER Opto-electr. 4, 43 (1972)
- 21 T.W.HÄNSCH Appl.Optics 11, 895 (1972)
- 22 J.KUHL, G.MAROWSKY, P.KUNSTMANN, W.SCHMIDT Z.Nat. 27a, 601
(1972)
- 23 C.E.MOLLER, C.M.VERBER, A.H.ADELMANN Appl.Phys.Lett.
18, 278 (1971)

- 24 C.V.SHANK,A.DIENES,A.M.TROZZOLO,J.A.MYER
Appl.Phys.Lett. 16,11 (1970)
- 25 S.E.HARRIS Proc.IEEE 57,2096 (1969)
- 26 W.BRUNNER Fortsch.Phys. 20,629 (1972)
- 27 A.GÜNTHER,J.BETTIS Proc.IEEE 59,689 (1971)
- 28 F.PINNEKAMP,G.HIMMEL,K.BERGSTEDT Opt.Comm. 11,225(1974)
- 29 E.ALBERS,G.FUSSMANN Z.Phys. 268,97 (1974)
- 30 K.BERGSTEDT,G.HIMMEL,F.PINNEKAMP Phys.Lett.53A,261(1975)
- 31 H.W.DRAWIN,F.EMARD Beitr.Plasma Phys. 13,143 (1973)
- 32 R.W.P.McWHIRTER in Plasma Diagnostic Techniques
Academic Press New York 1965
- 33 F.B.DUNNING,R.F.STEBBING Opt.Comm.11,112 (1974)
- 34 M.GRYZINSKI Phys.Rev. 115A,374 (1959)
- 35 S.BYRON,R.C.STABLER,P.I.BORTZ Phys.Rev.Lett.8,376(1962)
- 36 A.MESSIAH Quantum Mechanics North-Holland Publ.
Comp.Amsterdam 1972
- 37 K.OMIDVAR Phys.Rev. 188,140 (1969)
- 38 P.G.BURKE,S.ORMOND,W.WHITAKER Proc.Phys.Soc.92,319(1967)
- 39 M.J.SEATON Proc.Phys.Soc.79,1105 (1962)
- 40 D.H.SAMPSON,L.B.GOLDEN, ApJ. 170,169 (1971)
- 41 D.H.SAMPSON,L.B.GOLDEN, ApJ. 186,695 (1973)
- 42 L.C.JOHNSON,E.HINNOV Phys.Rev. 187,143 (1969)
- 43 G.HIMMEL,F.PINNEKAMP JQSRT 13,393 (1973)
- 44 G.FUSSMANN,G.HIMMEL Z.Phys. 259,347 (1973)
- 45 H.W.DRAWIN Ann.Phys 7,17,374 (1966)
- 46 G.v.GIERKE,L.LISITANO,G.MÜLLER,H.SCHLÜTER,
M.TUTTER,H.WULF Proc.5.int.Conf.Phenom.Ion.Gases
München 1961,North-Holl.1962
- 47 G.HIMMEL,F.PINNEKAMP,H.SCHLÜTER Forschungsberichte
des Landes NRW Nr.2568
- 48 H.E.SARAPH Proc.Phys.Soc.83,763 (1964)

Am 18.2.1949 wurde ich als Sohn des Industriekaufmanns Werner Pinnekamp und seiner Frau Grete, geb. Peters in Plettenberg geboren.

Nach dem Besuch der dortigen Volksschule in den Jahren 1955 bis 1959 wechselte ich zum städtischen neusprachlichen Gymnasium in Plettenberg, an dem ich 1967 das Abitur bestand. Im gleichen Jahr nahm ich für vier Semester das Studium der Physik an der Universität Münster auf. Nach einem Studiensemester in Mainz und weiteren fünf Semestern an der Ruhr-Universität Bochum schloß ich das Studium 1972 mit der Diplomhauptprüfung ab. Seither bin ich am Lehrstuhl II des Institutes für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum tätig.

